

„Die supraleitende Version
des Erlanger polarisierten Protonentargets:
Realisierung und grundlegende
Messungen zur Targetpolarisation
unter der Wirkung von Strahlenschäden”

von
Dietrich Kröniger
aus Nürnberg

1976 № 296

„Die supraleitende Version
des Erlanger polarisierten Protonentargets:
Realisierung und grundlegende
Messungen zur Targetpolarisation
unter der Wirkung von Strahlenschäden”

Den Naturwissenschaftlichen Fachbereichen der
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen - Nürnberg

zur

Erlangung des Doktorgrades



vorgelegt von
Dietrich Kröniger
aus Nürnberg

Als Dissertation genehmigt von den Naturwissenschaftlichen
Fachbereichen der Universität Erlangen-Nürnberg

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Juli 1976

Vorsitzender der Promotionskommission: Professor Dr. H. Remmert

Erstberichterstatte: Professor Dr. H. Kuiper

Zweitberichterstatte: Professor Dr. J. Christian



Zusammenfassung.

Es werden die Komponenten des Erlanger polarisierten Protonentargets beschrieben, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelt wurden: der Targetkryostat sowie das Strahlführungs- und Nachweis-system im supraleitenden Magneten.

Der Einsatzkryostat ermöglicht Betriebstemperaturen von 1.3 K über 5 bis 10 Stunden Standzeit. Das Strahlführungssystem gestattet es, zusammen mit dem entwickelten Justierkonzept, die komplizierten geometrischen Bedingungen, die von Rechenprogrammen zu simulieren sind, sicher und reproduzierbar zu beherrschen. Zusammen mit der Verbesserung des Mikrowellensystems durch Einsatz eines Karzinotrons, steht damit eine Anlage zur Verfügung, die sich durch Betriebssicherheit und Reproduzierbarkeit auszeichnet.

Die Messungen, die in Abschnitt 3 aufgeführt werden, ergeben bemerkenswerte Daten. So sind die Linienbreite von 0.14 mT und der Polarisationsgrad von etwa 80 % bei einem anderen LMN-Target bisher noch nicht erreicht worden.

Die Abnahme der Polarisation als Folge von Strahlenschäden wurde durch ein Strahlexperiment mit Protonen untersucht. Zur Deutung dieser Abnahme wird neben den bisher bekannten Beiträgen die Zunahme der Linienbreite als Folge der Strahlenschäden herangezogen.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543128_0080

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung.

1. Problemstellung.

Bau eines polarisierten Protonentargets mit supraleitendem Magneten.

2. Beschreibung des Systems.

2.1 Allgemeiner Überblick.

2.2 Der Targetkryostat.

2.2.1 Konstruktive Beschreibung.

2.2.2 Messungen und Betriebsdaten

2.3 Strahlführung und Nachweis gestreuter Teilchen.

2.3.1 Allgemeine Problematik.

2.3.2 Praktische Realisierung.

2.3.3 Justierverfahren.

2.4 Mikrowellensystem, Stabilität und Reproduzierbarkeit des Gesamtsystems.

3. Polarisations- und Relaxationsmessungen.

3.1 Meßmethode.

3.2 Meßverfahren.

3.3 Auswerteverfahren, Fehlerbetrachtung.

3.4 Messungen.

3.4.1 Messungen am unzerstörten Kristall.

3.4.2 Messung der Polarisation als Funktion der Bestrahlungsdosis.

3.4.3 Messungen am "zerstörten" Kristall

4. Interpretation der Meßergebnisse.

4.1 Der hohe Polarisationswert und die niedrige Relaxationszeit.

4.2 Zusammenhang der Polarisation mit der Bestrahlungsdosis.

4.3 Mögliche Testexperimente und Folgerungen aus den vorliegenden Messungen für die Praxis.

5. Anhang - Literaturverzeichnis.

1. Problemstellung:

Bau eines polarisierten Protonentargets mit einem supraleitenden Magneten.

In der vorliegenden Arbeit wird über die Weiterentwicklung des Erlanger polarisierten Protonentargets berichtet. Dieses Target wurde für die Messung von Komponenten des Spin-Korrelationstensors mit dem 10 bis 12 MeV Protonen- bzw. Deuteronenstrahl des Tandembeschleunigers konzipiert ¹⁾. Die besonderen Probleme eines polarisierten Targets für niedrige Teilchenenergien (≈ 10 MeV) sind von solcher Vielfalt und Schwierigkeit, daß bisher nur zwei vergleichbare Projekte bekannt geworden sind ^{2) 3)}. Die Hauptprobleme sind durch die Notwendigkeit von Kompromissen zwischen einander widersprechenden Forderungen gekennzeichnet:

1. Die Resonatorwände sollen einerseits so dünn sein, daß der Energieverlust niederenergetischer Teilchen möglichst klein bleibt, andererseits müssen sie aus Gründen mechanischer Stabilität, elektrischer und thermischer Leitfähigkeit möglichst dick sein.
2. Die Dicke des Targetkristalls ergibt sich aus dem zulässigen Energieverlust, der angestrebten Zählrate und den Einschränkungen der Herstellungstechnik.
3. Die nennenswerte Teilchenbahnkrümmung im Magnetfeld führt zu der ungewöhnlichen Situation, daß die effektiven Detektorraumwinkel nicht nur geometrie- sondern auch energieabhängig werden.
4. Die Messung der Targetpolarisation kann bei Niederenergiетargets nicht mit konventionellen Methoden durchgeführt werden. In Erlangen wurde hierfür eine spezielle Methode entwickelt ⁴⁾.

Zur Erzeugung der Targetpolarisation wird die bewährte Methode der dynamischen Kernpolarisation ⁵⁾ angewendet, nämlich die Induzierung verbotener Übergänge durch Mikrowellen-Einstrahlung (ca. 70 GHz) bei tiefen Temperaturen ($T < 1.5\text{K}$) und hohen Magnetfeldern (ca. 1.9T). Die Targetsubstanz ist das hierfür wohl am besten geeignete $\text{La}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12} \cdot 24 \text{H}_2\text{O}$, kurz LMN, mit einer 1 % Nd^{3+} -Dotierung.

Andere Substanzen, z.B. höhere Alkohole, kommen aus verschiedenen Gründen für ein Niederenergielabel nicht in Betracht ⁶⁾.

Der Ausfall des bisher hierbei eingesetzten 1.9T Elektromagneten gab Anlaß durch eine Neukonzeption unter Verwendung eines supra-leitenden Magnetsystems auch andere prinzipielle Schwächen des konventionellen Aufbaus zu verbessern. Dadurch, daß der supra-leitende Magnet eisenfrei ist, ist die Feldregion sowohl in Richtung der Spulenchse als auch dazu senkrecht frei zugänglich. Es bietet sich somit an, konzentrisch zu den Spulen den Targetkryostaten anzuordnen. Dieser ist dadurch praktisch von einem 4K-Strahlungsschild umgeben, was die Wärmebelastung des Einsatzes durch Strahlung vernachlässigbar macht.

Ein großer Vorteil ergibt sich dabei, daß die Streuebene dann senkrecht zum Targetkryostaten steht und rotationssymmetrisch zur Spulen- und Kryostatenachse ist. Es können dadurch leicht die geometrischen Bedingungen für Experimente mit verschiedenen Teilchen unter Variation der Einschußenergie realisiert werden. Bei Targetanordnungen, deren Kryostatenachse in der Streuebene liegt, z.B. ¹⁾²⁾³⁾, besteht diese Möglichkeit nicht. Detektoren, Cup usw. werden seitlich in die Streuebene gebracht, außerdem ergibt sich noch eine Zugangsmöglichkeit zur Targetregion von unten. Man erhält somit eine sehr kompakte und wegen der Rotationssymmetrie übersichtliche und vor allem variable Anordnung.

Ein weiterer sehr wichtiger Vorteil des supraleitenden Magneten liegt in seiner hohen zeitlichen Konstanz, wenn er in "persistent mode", also unabhängig von einem Netzgerät betrieben wird. Von einem Elektromagneten wird eine solche Konstanz nicht annähernd erreicht.

Einige Nachteile, die der Betrieb eines polarisierten Targets mit einem Supraleiter mit sich bringt, sollen hier nicht verschwiegen werden. So ist vor allen Dingen der größere Zeitaufwand zu erwähnen, der für die Vorbereitung von Polarisationsexperimenten durch die Abkühlzeit des zusätzlichen Kryosystems des Magneten notwendig ist.

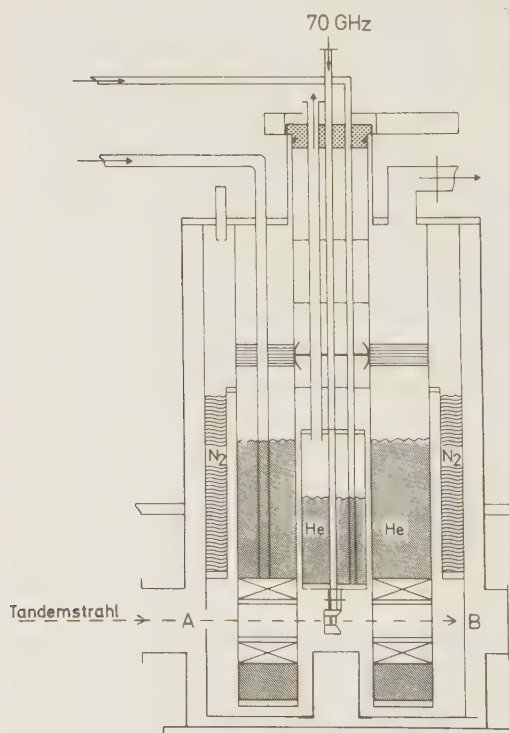
Noch größer ist der Zeitaufwand für das Wiederaufwärmen der Apparatur z.B. nach einem Fehlversuch, einem sonstigen nötigen Umbau oder zum Wechsel der Probe. Die Durchführung von Experimenten an verschiedenen Kristallen ist daher sehr zeitraubend. Einen gewissen Nachteil stellt auch der höhere Kältemittelverbrauch des Gesamtsystems gegenüber einem konventionellen Aufbau dar.

Diese ziemlich vordergründigen Nachteile werden jedoch von den Vorteilen, die wirkliche apparative Verbesserungen mit sich bringen, weit aufgewogen. Messungen der Targetpolarisation, eines der besonderen Probleme des Niederenergiетargets, speziell unter Berücksichtigung von Strahlenschäden zeigen die Überlegenheit der supraleitenden Version des Erlanger polarisierten Targets gegenüber dem früheren Aufbau. Die wesentlichen Elemente und Daten des Targets werden im folgenden beschrieben.

2. Beschreibung des Systems.

2.1. Allgemeiner Überblick.

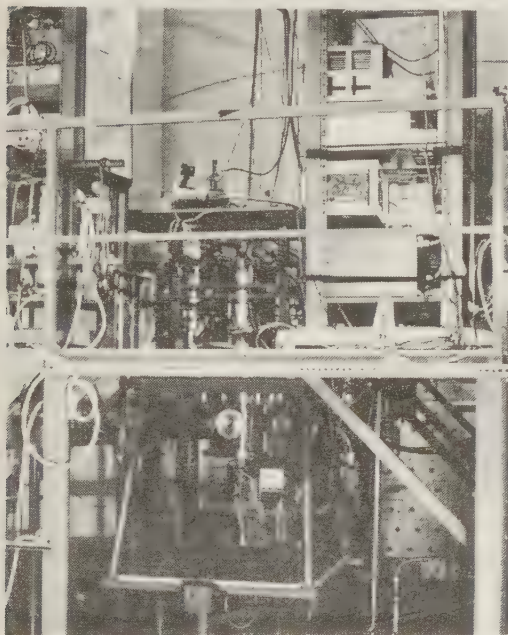
Das supraleitende Magnetsystem, bestehend aus Haupt-, Sweep-, Modulationsspule sowie einer Korrekturwicklung zur Verbesserung der Homogenität, befindet sich in einem ^4He -Badkryostaten mit Flüssigstickstoffstrahlungsschild. Das System wurde zusammen mit dem Kryostat bei der Fa. BOC, London, nach den Erfordernissen des polarisierten Targets gebaut. Zu berücksichtigen waren dabei Stabilitäts- und Homogenitätsanforderungen sowie geometrische Bedingungen für die Durchführung verschiedener Streuexperimente. Untersuchungen und Messungen über die Erfüllung der technischen Spezifikationen findet man zusammen mit entsprechenden Betriebsdaten in ⁷⁾ und ⁸⁾.



Eine wesentliche Forderung an den Hersteller war die Einbaumöglichkeit eines Targetkryostaten. Es wurde hierfür eine durchgehende freie Bohrung vom Durchmesser 87 mm in Richtung der Spulenchse vorgesehen, die von oben und unten zugänglich ist. Der Einsatzkryostat, der im folgenden genauer zu beschreiben ist, wurde unter Ausnützung der Erfahrungen am früheren System hinsichtlich der Kryotechnik sowie optimaler Targetanordnung im Rahmen der vorliegenden Arbeit konstruiert. Abb. 2.1 zeigt schematisch die gesamte Apparatur in einem Vertikalschnitt. Man erkennt den Einsatzkryostaten konzentrisch

Abb. 2.1 Schematischer Aufbau des polarisierten Protonentargets mit supraleitendem Magneten.

umgeben vom Heliumteil des Magnetkryostaten. Dieser ist weiter umgeben von einem Flüssigstickstoffstrahlungsschild. Die Buchstaben A und B kennzeichnen die Streuebene, die senkrecht zur



Zeichenebene steht. Zum Anschluß an das Beschleunigerstrahlrohr wird die Apparatur in einem justierbaren Gestell auf einem 360°-Drehkranz in entsprechender Höhe gehalten. Eine Gesamtansicht des polarisierten Targets, angeflanscht an das Beschleunigerstrahlrohr zeigt die Abb. 2.2

Abb. 2.2 Gesamtansicht des polarisierten Targets.

2.2 Der Targetkryostat.

2.2.1 Konstruktive Beschreibung.

Die für den Betrieb des polarisierten Targets notwendige Temperatur von 1.3 bis 1.5K läßt sich durch Abpumpen von flüssigem ^4He bequem erreichen. Hierfür wurde ein Badkryostat konstruiert, der die Anforderungen des polarisierten Targets, vgl.⁹⁾, mit den Nebenbedingungen des Magnetkryostaten in Einklang bringt. So werden Länge und maximaler Durchmesser des Einsatzes von den Dimensionen des Innenrohres des Magnetkryostaten vorgegeben. Weiter ist die Position eines Kupferkontaktringes innerhalb des Rohres festgelegt. Dieser Ring, der auf einer Breite von 5 mm etwa 1,5 mm in

das Innenrohr vorsteht, ist über das Heliumgefäß des Magnetkryostaten mit dessen Flüssigstickstoffreservoir in Verbindung, vgl. Abb. 2.1. Über diesen Kontakt soll die vom Raumtemperaturende des Einsatzes einströmende Wärmemenge weitgehend abgeführt werden. Dabei sollte dort eine Temperatur von kleiner oder gleich 100K aufrecht erhalten werden.

Zur Verringerung des Wärmeflusses von dieser Kontaktstelle zum Heliumbad sollte der Abstand hiervon möglichst groß sein. Andererseits bedeutet dies eine Verkleinerung des verfügbaren Volumens, somit eine Verminderung der Standzeit, da die Gesamtlänge ja vorgegeben ist. Ein Kompromiß läßt sich finden aus Abschätzungen des Wärmeflusses $\dot{Q}$ durch die notwendigen mechanischen Verbindungssteile mit Hilfe der Beziehung

$$\dot{Q} = \frac{A}{l} \bar{\lambda} (T_2 - T_1) \quad 2.1$$

Dabei sind A die Querschnittsfläche und l die Länge des entsprechenden Verbindungssteiles, Werte für $\bar{\lambda}$ von gängigen Materialien und Temperaturpaaren findet man z.B. in ¹⁰⁾. Dabei gilt

$$\bar{\lambda} = (T_2 - T_1)^{-1} \int_{T_1}^{T_2} \lambda(T) dT \quad 2.2$$

mit der temperaturabhängigen Wärmeleitfähigkeit $\lambda(T)$.

Es wurde eine Gefäßhöhe von 35 cm, entsprechend einem Volumen von ca. 1.7 l, und damit der Abstand Heliumgefäß - Kupferkontaktring 20 cm gewählt. Die Wärmebelastung des Bades durch Leitung, die den Hauptteil der Gesamtbelastung darstellt, beträgt dabei je nach der Temperatur des Kontaktringes 60 - 100 mW.



Abb. 2.3 Der Einsatzkryostat. Länge des Maßstabes 50 cm.

Abb. 2.3 zeigt eine Gesamtansicht des Einsatzkryostaten. Man erkennt von links den Deckelflansch mit Radialdichtung, zwei Kupferstrahlungsschilde, den Kupferkontaktring und nach zwei weiteren Strahlungsschilden das Heliumgefäß mit angeflanschem Resonator.

Der Deckelflansch besteht aus einem V2A-Zylinder im Durchmesser des Innenrohres des Magnetkryostaten und einem Überwurf aus Aluminium. Dieser Überwurf liegt auf dem Deckelflansch des Magnetkryostaten auf und hält so den Einsatz. Durch das freie Aufliegen ist dabei der Einsatz um 360° drehbar gegen den Magneten. Die Drehbarkeit ermöglicht es, daß die geometrischen Bedingungen verschiedener Streuexperimente erfüllt werden können. Eine Gradeinteilung gestattet die Einhaltung eines vorgewählten Winkels. Der V2A-Zylinder ist an dem Überwurf mit drei Stellschrauben so befestigt, daß er in der Höhe verschoben werden kann. Dadurch ist die Höhenjustierbarkeit des Targets gewährleistet. Die Dichtung des Isoliervakuums des Kryosystems erfolgt durch eine übliche O-Ring-Radialdichtung zwischen V2A-Teil und Führungsrohr, das an dieser Stelle dafür besonders poliert ist.

Das Heliumgefäß hängt an zwei dünnwandigen V2A-Rohren, die an den V2A-Zylinder angeschweißt sind und nach außen in normalen Kleinflanschen enden. Das eine Rohr dient dabei zur Führung des Heliumhebers, das andere als Abgasrohr. Der Hohlleiter, der bis auf ein kurzes V2A-Zwischenstück wegen möglichst guter elektrischer Leitfähigkeit ganz aus Silber besteht, wird über einen Faltenbalg nach außen geführt. So werden mechanische Spannungen, die sich durch

ungleiche Wärmeausdehnung ergeben können, abgefangen. Die Vakuumdichtung des Hohlleiters erfolgt außerhalb, wie in ⁹⁾ beschrieben, mittels Teflon- und Hostaphanfolie.

In Höhe des Kontaktringes im Magnetskryostaten ist an den V2A-Rohren ein Zylinder aus Elektrolytkupfer angelötet. Durch Kupferfedern, zwischen die ein Masseband aus Kupfer geflochten ist, wird dort der Einsatzkryostat in Kontakt mit dem Magnetskryostaten gebracht. Beiderseitige Schwärzung ermöglicht neben dem mechanischen Kontakt auch möglichst guten Wärmeübergang durch Strahlung. Der Wärmefluß, der vom Raumtemperaturende vor allem durch den Silberhohlleiter in den Einsatz gelangt, wird hier über angelötete Kupferbänder an das Kontaktteil gebracht und damit weitgehend abgeführt.

Unterhalb des Kontaktteiles wird an dem Silberhohlleiter ein 16 cm langes V2A-Zwischenstück angeflanscht. Die Wärmeleitung durch den Hohlleiter in das Heliumbad, wo dieser wieder aus Silber besteht, wird dadurch auf 15 bis 25 mW reduziert. Zur Erniedrigung des Wärmeflusses durch Strahlung wurden jeweils zwischen Kontaktring und Raumtemperaturende bzw. Heliumgefäß zwei polierte Kupferscheiben als Strahlungsschilde angebracht.

Das Heliumgefäß selbst besteht aus einem V2A-Rohr mit Durchmesser 81 mm bei einer Wandstärke von 0,5 mm. An seinem Boden wird die eigentliche Targetanordnung über eine Teflondichtung angeflanscht. Diese Anordnung besteht aus einem Kühlfinger, der bis an sein unteres Ende, wo er seitlich die Resonatorbasis aus Kupfer trägt, mit flüssigem Helium gefüllt ist. Auf die Basis wird in bewährter Weise ¹¹⁾ aus Kern und Deckel sowie den Wandfolien der Resonator aufgebaut.

Ein Vorteil dieser Konstruktionsweise besteht darin, daß der Resonator unabhängig vom Einsatzkryostaten präpariert und in seinen Mikrowelleneigenschaften durchgemessen werden kann. Erst wenn sich dabei seine Eignung als Targetresonator zeigt, wird er ohne weitere Änderung oder gar neuerliches Zerlegen, was seine elektrischen Eigenschaften im allgemeinen wieder ändert, an den Kryostaten angeflanscht. Dadurch, daß mehrere gleiche Kühlfinger vorhanden sind, lassen sich parallel verschiedene Resonatoren vorbereiten und

ausmessen.

Mit dem Ziel, einen schnellen Probenwechsel zu ermöglichen wurde eine Schleusenvorrichtung konzipiert. Es wird dabei der Einsatzkryostat in kaltem Zustand in einen evakuierten Aufsatz gezogen, der Magnetkryostat bleibt dabei ebenfalls kalt. Ein Schieberventil verschließt dann die Öffnung des Magnetkryostaten. Der herausgezogene Einsatz kann schnell aufgewärmt, der Resonator oder der ganze Einsatz getauscht und in der Schleuse mit flüssigem Stickstoff wieder vorgekühlt werden. Das zeitraubende Erwärmen und das neben Zeit auch viel Kühlmittel benötigende Wiederabkühlen des Magneten entfällt dabei. Die für den Wechsel bisher mindestens veranschlagten 2 Tage sollten dadurch auf wenige Stunden verkürzt werden. Erste Vorversuche hierzu sind im Gange.

2.2.2 Messungen am Einsatzkryostaten, typische Betriebsbedingungen.

Zur Bestimmung der Betriebsgrößen des Einsatzkryostaten sowie zur laufenden Überwachung des Betriebszustandes wurden verschiedene Meßeinrichtungen angebracht. Dabei werden höhere Temperaturen mit Eisen-Konstantan-Thermoelementen gemessen, wobei als Referenz flüssiger Stickstoff dient, Temperaturen unter 4K werden mit dem in ⁹⁾ beschriebenen Kohlewiderstandsthermometer bestimmt. Der Meßwiderstand (nom. 100Ω Allen-Bradley-Kohleschichtwiderstand) befindet sich dabei am unteren Ende einer Sonde, die durch das Abgasrohr bis auf den Boden des Heliumgefäßes reicht. Diese Sonde enthält außerdem einen kontinuierlich anzeigenden Höhenstandsmesser. (Lieferant der Sonde: Fa. BOC., London). Einige der mit diesen Einrichtungen durchgeführten Messungen sollen im folgenden kurz aufgeführt werden.

Mitentscheidend für das Funktionieren des Kryostaten ist die Güte des Kontaktes zum Magnetkryostaten. Die Temperatur an dieser Stelle ist ein Maß dafür, wie gut die vom Raumtemperaturende vor allem über den Silberhohlleiter einfließende Wärmemenge abgeführt werden kann. Es zeigte sich, daß die Temperatur des Kontaktringes sehr

stark vom Betriebszustand des Systems abhängt. Bei einem großen Anfall kalten Gases, wie er vor allem beim Abkühlen und Füllen des Magnetskryostaten auftritt, wird der Kontakt bis auf ca. 60 K abgekühlt. Bei der Abdampftrate des laufenden Betriebs von ca. 500 l Gas/Stunde erwärmt er sich langsam, bis bei 100 bis 105 K ein praktisch stationärer Zustand erreicht wird. Die Forderungen für die Konstruktion des Einsatzes sind damit recht gut erfüllt. Dabei bestimmt allerdings nicht weitgehend das Stickstoffreservoir die Temperatur - der Kontakt dahin ist offenbar nicht ausreichend - sondern wesentlich die Menge des vorbeiströmenden Abgases. Da der Betrieb des polarisierten Targets ohne Magnetfeld, also ohne den entsprechenden Gasanfall durch die Verdampfungsrate des Supraleiters, nicht möglich ist, hat dies für die Praxis keine Bedeutung.

Die für den Targetkryostaten charakteristischen Betriebsdaten lassen sich wie folgt zusammenfassen. Der Einsatz wird in 15 - 20 min von 77 K auf 4 K abgekühlt und bei einer maximalen Standhöhe von 35 cm mit 1.75 l Helium gefüllt. Dabei verdampfen ca. 1.5 l.

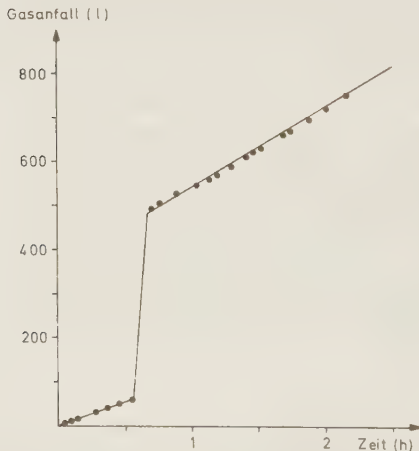


Abb. 2.4 Abdampfkurve des Target-Kryostaten.

Abb. 2.4 zeigt eine Abdampfkurve nach erfolgter Füllung. Man kann leicht eine Verdampfungsrate von 105 l Gas/h entsprechend 0.14 l Flüssigkeit/h bei 4 K und für diesen Fall eine solche von 185 l Gas/h entsprechend 0.24 l Flüssigkeit/h im abgepumpten Zustand, 1.33 K, entnehmen. Der stationäre Zustand wird dabei ungefähr 15 min nach Beginn des Abpumpens erreicht, wobei 0.5 l flüssiges Helium verbraucht werden. Die Standzeiten, die bei 1.3 K erreicht wurden, betrugen je nach Wärmebelastung 5 bis 10 Stunden.

Ein zwischen Kryostat und Pumpe geschaltetes regulierbares Ventil gestattet es die Saugleistung von nominell 180 l/S am Ansaugstutzen der Pumpkombination Rootspumpe ER 200 mit Vorpumpe Speedivac 1 SC 900 der Fa. Edwards Hochvakuum GmbH, Frankfurt/M. zu drosseln, so daß Temperaturen zwischen 1.3 K und 4 K im Bad aufrechterhalten werden können. Die tiefste, allerdings nur über einige Minuten nahezu konstante, bisher erreichte Temperatur betrug 1.25 K.

2.3 Strahlführung und Nachweis gestreuter Teilchen.

2.3.1 Allgemeine Problematik.

Die Durchführung und Auswertung von Streuexperimenten im Niederenergiebereich an einem polarisierten Protonentarget werden durch einige prinzipielle experimentelle Gegebenheiten wesentlich erschwert. Das starke Magnetfeld führt dazu, daß sowohl eingeschossene wie gestreute Teilchen auf gekrümmten Bahnen laufen. Die verschiedenen Bahnkrümmungen von Teilchen, die unter dem gleichen Winkel nach rechts oder links gestreut werden, bedingen bereits eine erhebliche apparative Asymmetrie ¹²⁾. Das sehr dicke Target, typisch sind 80 - 120 μm LMN-Kristall sowie 2 mal 10 μm Kupferfolie, bringt eine große Energieverschmierung der gestreuten Teilchen mit sich. Zusammen mit der Bahnkrümmung im Magnetfeld ergibt sich daraus eine Verschiebung des Auftreffortes, also eine Winkelverschmierung. Darüber hinaus besteht die Targetsubstanz LMN nur zu 3 Gew.% aus Protonen. Die "richtigen Ereignisse", nämlich die Streuung an den Protonen, sind daher von einer großen Überzahl unerwünschter Ereignisse begleitet. Besonders erschwerend ist, daß die Targetpolarisation stark mit dem Beschuß abnimmt, Probemessungen also nicht möglich sind.

Zur Erfassung dieser Probleme wurden bereits für den konventionellen Aufbau des polarisierten Targets verschiedene Rechenprogramme entwickelt, z.B. in ⁷⁾ ¹³⁾. Angepaßt an die supraleitende Version steht nunmehr ein Monte-Carlo-Simulationsprogramm ¹⁴⁾ zur Verfügung. Das Programm liefert bei Eingabe entsprechender experimenteller Parameter wie Teilchenart, Einschußenergie, Targetdicke und -ausdehnung, Streuwinkel usw. theoretische Teilchenspektren. Daneben

werden die experimentellen Voraussetzungen, unter denen die Spektren erhalten werden sollten, berechnet und ausgegeben, nämlich als Einschußbedingung die Position des Targets bezüglich des unabgelenkten Tandemstrahls sowie die Detektorpositionen mit entsprechenden, den Raumwinkel definierenden Blenden. Die Problematik besteht nun darin, die idealisierten Daten des Rechenprogrammes nicht nur zu realisieren, sondern wegen der Nichtdurchführbarkeit von Probemesungen an einem polarisierten Target auch zu reproduzieren. Hierzu wurden experimentelle Vorrichtungen gebaut, sowie ein Justierkonzept entwickelt.

2.3.2 Strahlführung und Nachweisanordnung.

Bezugsgröße für alle Berechnungen ist der unabgelenkte Tandemstrahl, dessen Lage durch zwei Blenden vorgegeben wird. Mit den Steuerelementen des Beschleunigers kann der Strahl in diese Sollrichtung gebracht werden. Die Kontrolle hierfür erfolgt über die Strommessung direkt hinter der zweiten Blende durch einen ein- und ausfahrbaren Faraday-Cup. Entscheidend sind nun Strahlführung und Nachweis im Bereich des Magnetfeldes. Abb. 2.5 zeigt die Targetregion in einem Horizontalschnitt. Der Strahl (10) trifft durch eine vorberechnete Einschußblende (5) von 5 mm Durchmesser zunächst auf ein Shutterblech aus Tantal. Dort wird der Strahlstrom gemessen, zusätzlich kann er mit dem Auge beobachtet werden. Dazu ist das Shutterblech mit Zinksulfid bestrichen und ein Spiegelsystem (16), das eine Beobachtung durch einen seitlichen Sichtflansch ermöglicht, eingebaut. Der Strahlfleck läßt sich so durch Variation der Fokussierung und Wahl der geeigneten Blendendurchmesser definiert in seinem Durchmesser verändern. Der Strahlquerschnitt soll dabei größer als die Oberfläche des Kristalls sein, damit das Target möglichst gleichmäßig bestrahlt wird.

Öffnet man den Shutter, wird das Target in der vorberechneten Weise, nämlich senkrecht zur Oberfläche, getroffen. Der ungestreute Strahl wird in einem Faraday-Cup(8) aufgefangen und dient zur Stromintegration. Die gestreuten Teilchen gelangen durch Blenden (5), die den jeweiligen Streuwinkelbereich festlegen in die Detektoren (9). Diese sind bisher normale Si-Oberflächensperrschichtzähler.

Der Einsatz von Streifenzählern, die eine gleichzeitige Messung eines ganzen Winkelbereiches zulassen, ist in Vorbereitung. Die Diodenhalterung, die am Kupferstrahlungsschild montiert ist, somit dessen Temperatur von ca. 100 K hat, ist detailliert in ¹⁵⁾ beschrieben. Elemente dieses Halterungssystems finden auch als Träger für die Beobachtungsspiegel Verwendung.

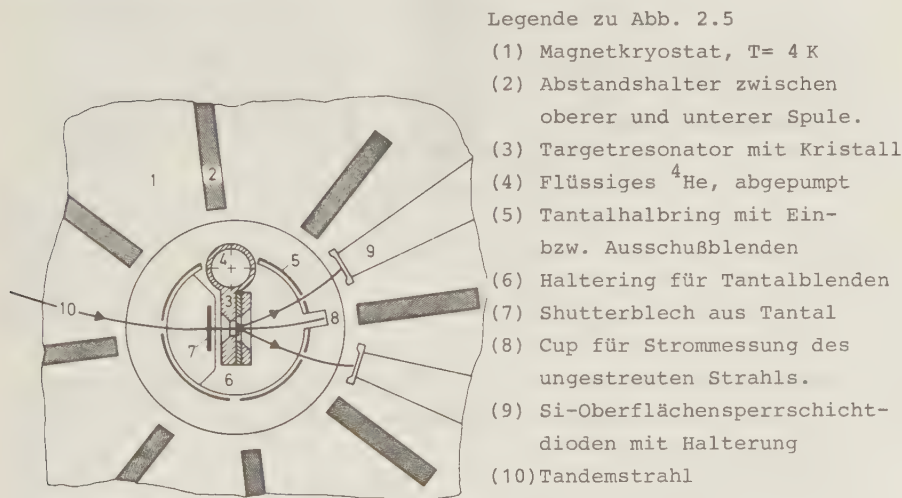


Abb. 2.5 Schnitt durch die Targetanordnung in der Streuebene (vereinfachte Darstellung)

Die Positionen von Einschuß- und Ausschußblenden, sowie des Faraday-Cups bezüglich des Targets liefert das Rechenprogramm. Sowohl für die Rechnung ¹⁴⁾ als auch für die mechanische Realisierung macht sich dabei die Rotationssymmetrie um die Kryostatachse vorteilhaft bemerkbar. So ist zur Befestigung der Blenden an der Targetbasis (3) ein kreisförmiger Haltering (6) aus Aluminium verschraubt, dessen Mittelpunkt in der Kryostatachse liegt, vgl. Abb. 2.6.

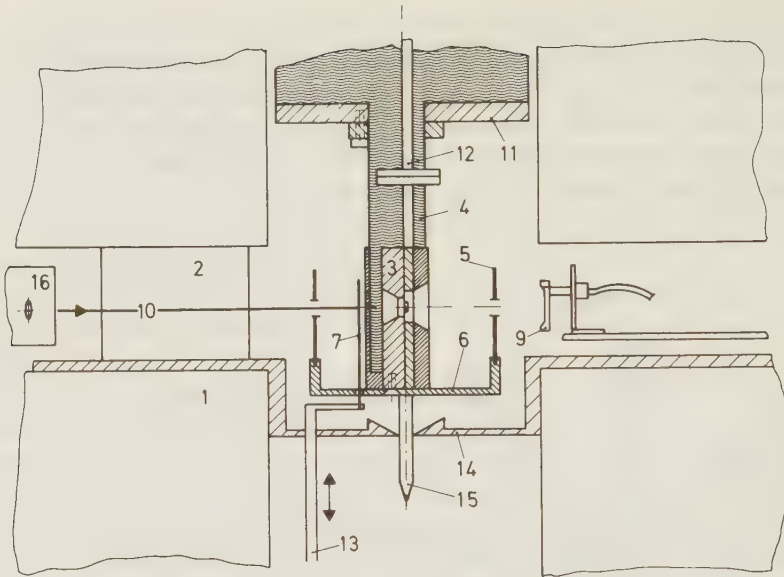


Abb. 2.6 Schnitt durch die Targetanordnung senkrecht zur Streuebene (vereinfachte Darstellung)

Legende zu Abb. 2.6

- (1) Magnetskryostat, $T = 4 \text{ K}$
- (2) Abstandshalter zwischen oberer und unterer Spule
- (3) Targetresonator mit Kristall
- (4) Flüssiges ^4He , abgepumpt
- (5) Tantalhalbring mit Ein- bzw. Ausschußblenden
- (6) Haltering für Tantalblenden.
- (7) Shutterblech aus Tantal
- (8) Cup für Strommessung des ungestreuten Strahls
- (9) Si-Oberflächensperrschichtdioden mit Halterung
- (10) Tandemstrahl
- (11) Einsatzkryostat
- (12) Hohlleiter
- (13) Verbindung zur Shutterbetätigung
- (14) Zentriereinsatz mit Befestigung am Magnetskryostaten
- (15) Zentrierstift
- (16) Beobachtungsspiegel

Der Ring ist mit einer Gradeinteilung versehen, so daß die Winkelangaben aus dem Rechenprogramm mit einer Genauigkeit von besser als 0.5 Grad eingestellt werden können. Einschuß- bzw. Ausschußblenden werden in halbkreisförmige Tantalbleche eingearbeitet. Somit sind das Target sowie vor allem die Detektoren vor unerwünschter Streustrahlung abgeschirmt, vgl. Abb. 2.5.

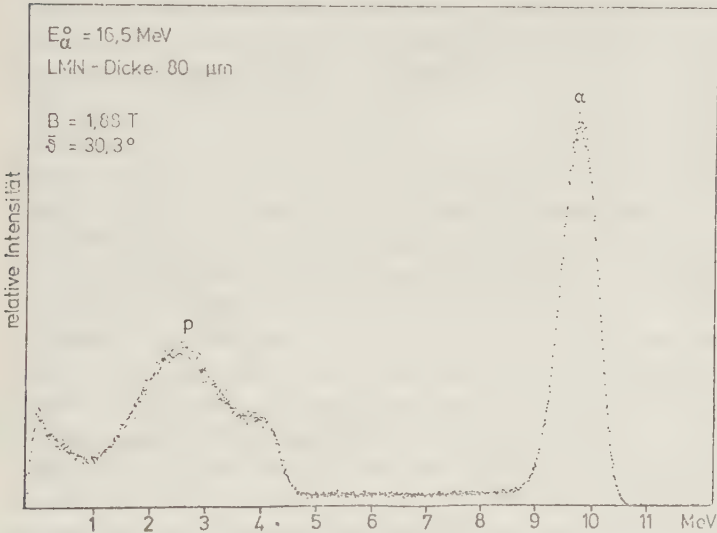


Abb. 2.7 α -p Spektrum ohne Teilchendiskriminierung.

Als Beispiel zeigt Abb. 2.7 ein typisches Spektrum eines α -p Streuexperimentes, wie es mit dieser Anordnung erhalten wird. Es zeichnet sich durch einen sehr geringen Untergrund aus. Bei diesem Spektrum wurden keine Maßnahmen zur Teilchenidentifikation vorgenommen. Dadurch ist neben dem Peak bei hohen Energien, der von α -Teilchen, die nicht durch den Kristall gehen, herrührt, ein niederenergetischer Doppelpeak zu erkennen. Hier werden neben den interessierenden Rückstoßprotonen auch die α 's registriert, die an schweren Kernen (O, N, Cu, usw)

gestreut werden und durch den Kristall laufen, da sie sich energetisch nur wenig von den Protonen unterscheiden. Die störenden niederenergetischen α -Teilchen können hier leicht von einer Stoppfolie geeigneter Dicke absorbiert werden. Dabei wird die Energie der Protonen nur wenig vermindert, der Peak der hochenergetischen α 's ist noch immer wohlgetrennt von dem der Protonen, vgl. ¹³⁾. Die entsprechenden Stoppfolien, i. allg. aus Kupfer, deren Dicke mit Hilfe des Rechenprogramms bestimmt wird, lassen sich leicht vor die Austrittsblenden kleben. Bei p,p oder d,p-Experimenten versagt diese einfache Teilchendiskriminierung. Hier sind elektronische Verfahren, wie Koinzidenzschaltungen oder zweidimensionale Analyse, anzuwenden.

Die Anordnung ermöglicht somit eine gute Realisierung der vom Rechenprogramm vorgegebenen Blendendaten. Es können leicht die Bedingungen für verschiedene Streuexperimente, wie Änderung der Teilchenart, Energie- und Streuwinkelvariatioen durch Anbringen entsprechender Blendenringe erfüllt werden. Der Zusammenbau und Kontrollmessungen können dabei bequem am Werkstisch vorgenommen werden. Die feste Verbindung von Target und Blenden bestimmt dann die gewählte Streugeometrie. Veränderungen aufgrund von Kontraktion bei der Abkühlung können dabei nicht auftreten. Für den reproduzierbaren Einbau des Targets im Magnetkryostat trägt der Blendenhalterring (6) einen Positionsstift (15). Dieser Stift wird von einem Zentrierteil (14) in der freien Bohrung des Magnetkryostaten fixiert. Das Zentrierteil ist gegen den Magneten justiert und dauerhaft befestigt, vgl. Abb. 2.6. Bei mehrmaligem Aus- und Einbau des Targets konnten im Rahmen der Meßgenauigkeit von 0.1 bis 0.2 mm keine Abweichungen festgestellt werden.

Am Bodenflansch des Magnetkryostaten ist der Shutterantrieb festgeschraubt, der sich somit auf einer Temperatur von 4 K befindet. Er besteht aus einer kleinen Spule, die je nach Richtung des Stromdurchganges etwa eine Vierteldrehung ausführt und so das Target durch ein Tantalblech verschließt bzw. freigibt. Kontrollkontakte zeigen den Betriebszustand des Shutters an, damit versehentliches Bestrahlen des Targets vermieden werden kann. Die elektrische Fernbedienung erfolgt manuell am Beschleunigerpult, sie kann aber auch leicht z.B. von einem Teilchenintegrator

gesteuert werden. Mit Hilfe der Shutter lässt sich einmal der Strahl auf das Target fokussieren, ohne das Target selbst zu bestrahlen, zum anderen ermöglicht er die wegen der Abhängigkeit der Polarisation von der Bestrahlungsdosis notwendigen kurzen (z.B. einige Sekunden) und dabei definierten Bestrahlungszeiten.

2.3.3. Justierverfahren.

Wegen der gekrümmten Teilchenbahnen lässt sich das polarisierte Target nicht wie sonst am Beschleuniger üblich dadurch justieren, daß Target und eine Anzahl von Blenden auf eine optische Achse gebracht werden, die z.B. durch ein Fernrohr oder einen Laserstrahl festgelegt ist. Vielmehr ist das polarisierte Target sowohl seitlich zu versetzen gegenüber dem unabgelenkten Strahl, als auch dagegen zu verdrehen, damit der Strahl nach Durchlaufen der gekrümmten Bahn die Kristalloberfläche senkrecht trifft, vgl. Abb. 2.5. Dies erfordert ein sorgfältiges Justierverfahren, das noch dadurch erschwert ist, daß das Target nicht durchsichtig ist.

Zur Verfügung steht dazu ein Theodolit, der hinter dem Target auf einem justierbaren Gestell aufgebaut ist. Die Sollposition dieses Theodoliten ist so, daß seine optische Achse mit der Geraden zusammenfällt, die durch die Blenden im Strahlrohr festgelegt ist. Fixpunkte an den Wänden gestatten es diese Sollposition auch ohne Sichtmöglichkeit auf die Blenden zu kontrollieren. Durch die definierte und reproduzierbare Verstellungsmöglichkeit des Theodoliten können die notwendigen Justierschritte durchgeführt werden. Ein weiteres wichtiges Hilfsmittel ist ein mit einer Meßuhr versehener Spindelantrieb, der es gestattet, die gesamte Apparatur in der Horizontalen senkrecht zur Strahlrichtung zu verschieben.

Neben der Höhenjustierung wird die Targetsollstellung durch die seitliche Verschiebung und den Drehwinkel zum unabgelenkten Strahl bestimmt. Zuvor ist noch die Winkelstellung des Einsatzes gegenüber dem Magneten festzulegen. Dieser Winkel wird so gewählt, daß die Abstandshalter zwischen oberer und unterer Spule die

Streugeometrie nicht behindern, vgl. Abb. 2.5. Die Zentrierung des Einsatzes gegenüber dem Magnet ist dabei durch Positionsstift und Zentrierteil gewährleistet. Sie wird durch Theodolitmessungen darüberhinaus kontrolliert, wobei die Gradeinteilung auf dem Blendenhaltering als Justiermarke dient, da das Target selbst durch die Blenden verdeckt ist. Winkeldrehung und Verschiebung zur Strahlrichtung werden nun am gesamten System vorgenommen. Es zeigte sich dabei, daß die Drehachse des Magneten nicht genau mit seiner Figurenachse übereinstimmt, was aufgrund von Fertigungstoleranzen leicht verstanden werden kann. In Abb. 2.8 ist die Verschiebung der Figurenachse gegen die Drehachse im Gesichtsfeld des Theodoliten als Funktion des Drehwinkels aufgetragen. Es können hieraus die entsprechenden Korrekturen für beliebige Winkel entnommen werden. Mit Hilfe des Spindelantriebes und der Meßuhr lassen sich diese Korrekturverschiebungen wie die berechnete seitliche Versetzung leicht anbringen. Genauigkeit und Reproduzierbarkeit betragen dabei $\pm 0,2 \text{ mm}$.

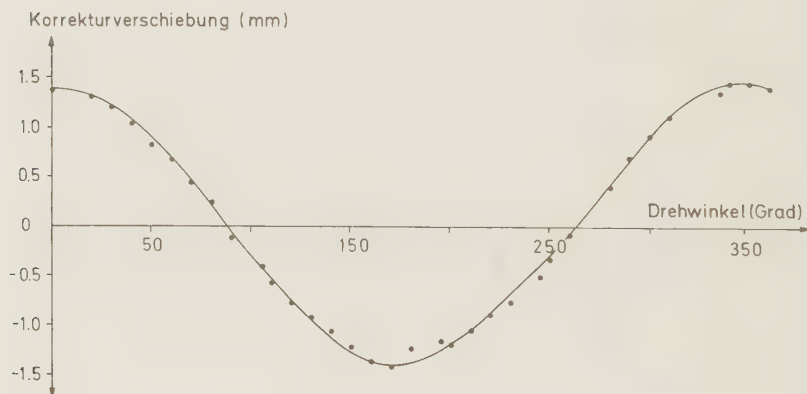


Abb. 2.8 Lage der Figurenachse des Magneten zur Drehachse als Funktion des Drehwinkels.

Die Höhenjustierung hat ebenso wie die Winkелеinstellung in 2 Schritten zu erfolgen. Erstens ist der Einsatz gegenüber dem Magneten so zu justieren, daß der Targetort im Mittelpunkt des Feldes liegt. Hierzu dienen die Stellschrauben am Deckelflansch des Einsatzes. Zweitens ist das Gesamtsystem bezüglich des Strahlrohres in die richtige Höhe zu bringen. Dabei ist zu berücksichtigen, daß sowohl Magnet wie Einsatz durch die Abkühlung um $(3 \pm 0,2)$ mm kontrahieren. Die Höhenjustierung erwies sich als sehr gut reproduzierbar, so daß bei verschiedenen Experimenten hier i. allg. nur Kontrollmessungen notwendig sind.

Die Stellung der Nachweisdioden sowie des Shutterbleches sind nicht kritisch, da sie groß gegen die justierten entsprechenden Blenden sind. Sie können daher ohne besondere Messungen plaziert werden.

2.4. Mikrowellenanlage, Stabilität und Reproduzierbarkeit des Gesamtsystems.

Die bisher verwendete Mikrowellenanlage ¹⁾ wurde durch den Einsatz eines Karzinotrons, CO 40 B (Thomson CSF, Elektronenröhren GmbH, Frankfurt/M.) wesentlich verbessert. Neben der um ein Vielfaches erhöhten Ausgangsleistung im Vergleich zu dem bisher benutzten Reflexklystron zeichnet sich dieser Mikrowellengenerator dadurch aus, daß alle Betriebsparameter elektrisch mit hoher Genauigkeit und Reproduzierbarkeit einzustellen sind. Zudem ist das Karzinotron wesentlich unempfindlicher gegen äußere Störeinflüsse. Es bleibt daher über lange Zeit (praktisch Stunden) im Fangbereich der Frequenzstabilisierung ¹³⁾ durch phasenstarre Kopplung an einem Quarzoszillator. Dadurch erreicht man über diese Zeit die Stabilität ($10^{-9}/h$) des verwendeten Quarzes.

Der Targetresonator, ein Quader mit den Kantenlängen $a = 10,07$ mm, $b = 15,15$ mm und $c = 2,2$ mm, stellt eine modifizierte Version von ¹¹⁾ dar. Die vom bisherigen abweichende Geometrie wurde gewählt, um den Schwingungsmodus mit der richtigen Konfiguration des Mikrowellenfeldes, nämlich senkrecht zu B_0 , zu identifizieren. Dieser Modus, H_{011} , ergibt sich dabei als der tiefste in einer Reihe von

Moden, die, abhängig von den Resonatordimensionen, in festen berechenbaren Frequenzabständen liegen ¹⁶⁾. Daneben sind für das Gesamtsystem entscheidende Größen die Stabilität sowie die Homogenität des Magnetfeldes. Hier ergibt sich ein bedeutender Fortschritt durch den supraleitenden Magneten. Im "persistent mode" betrieben unterliegt das Magnetfeld durch Restwiderstände einem zeitlich linearen Feldabfall von $3,1 \cdot 10^{-6}/\text{h}$. Störungen, vor allem kurzzeitige, statistische Schwankungen konnten wie erwartet nicht beobachtet werden ⁷⁾. Die räumliche Homogenität am Targetort beträgt $7 \cdot 10^{-6}$ über ein typisches Targetvolumen von $2,6 \times 2,3 \times 0,4 \text{ mm}^3$.

Die Zuverlässigkeit des Gesamtsystems zeigt folgender Versuch: Nach den Messungen der Polarisation als Funktion der Bestrahlungsdosis, vgl. Abschnitt 3.4.2, wurde die Apparatur stillgelegt. Da an dem bestrahlten Kristall weitere Messungen durchgeführt werden sollten, wurde das Target auf 77 K gehalten. Durch Ausfall des Heliumverflüssigers verlängerte sich diese Zwangspause auf 3 Wochen, während der das Target mit flüssigem Stickstoff gekühlt wurde. Nach neuerlichem Kühlen auf 1.3 K wurden Karzinotronfrequenz und Magnetfeld auf die ursprünglichen Werte eingestellt, worauf sofort das ESR-Signal wieder in der gewohnten Weise registriert werden konnte. Hieran sind drei Tatsachen bemerkenswert:

- 1) Die Möglichkeit, durch Reproduktion der Helipot-Einstellung des Magnetnetzgerätes die Feldstärke des supraleitenden Magneten im "persistent mode" mit einer Genauigkeit von mindestens $5 \cdot 10^{-4}$ zu reproduzieren.
- 2) Die Tatsache, daß der Resonator, dessen Eigenfrequenz sich beim Aufwärmen auf 77 K um ca. 200 MHz verstimmt, nach dem erneuten Kühlen auf 1.3 K seine vorherige Eigenfrequenz mit einer relativen Genauigkeit von mindestens 10^{-4} wieder erreicht. Dieses Verhalten ist wegen der dünnen Kupferfolien, die die Resonatorwände bilden, nicht selbstverständlich.
- 3) Die Eigenschaft des Karzinotrons, nach Wiedereinstellen aller Betriebsparameter sofort eine Frequenz im recht schmalen Fangbereich der Frequenzstabilisierung zu liefern. Mit dem Klystron

konnte ein solches Verhalten nicht erreicht werden, da es in praktisch nicht zu reproduzierender Weise mechanisch eingestellt und abgestimmt werden mußte.

Das beschriebene System erfüllt damit in hohem Maße die Anforderungen, die an eine solche Apparatur gestellt werden.

3. Polarisations- und Relaxationszeitmessungen.

3.1. Meßmethode.

Polarisation und Relaxationszeit werden mit der in Erlangen entwickelten PIF-Methode bestimmt. Eine ausführliche Darstellung dieser Methode sowie die zu Grunde liegenden theoretischen Ableitungen finden sich in ^{4) 17)}. Es soll daher hier nur das Wesentliche wiederholt werden.

Die polarisierten Kerne erzeugen in der Probe ein inneres Feld von der Größenordnung 0.1 mT. Um diese Feldänderung in einem äußeren Magnetfeld von 1.86 T messen zu können ist eine Empfindlichkeit des Nachweises von etwa 10^{-5} notwendig. Bei den im vorigen beschriebenen Stabilitätsbedingungen ist diese Empfindlichkeit durch Beobachtung der ESR-Kurve, die von den paramagnetischen Zentren Nd^{3+} herrührt, bequem zu erreichen. Meßtechnisch geht man dabei so vor, daß die Verschiebung der ESR-Kurve bei konstantem B_0 aufgezeichnet wird, während die vorher erzeugte Kernpolarisation und damit das innere Feld mit der Kernspin-Gitter-Relaxationszeit abklingt. Man erhält damit aus einer Messung gleichzeitig zwei Größen, nämlich eine Signaländerung ΔS als Maß für die Polarisation und die Zeitkonstante des Abklingvorganges, die Kernspin-Gitter-Relaxationszeit. Zwischen Signaländerung ΔS und der Kernpolarisation p besteht der Zusammenhang ⁴⁾.

$$\Delta S = \left(\frac{\partial S}{\partial H_e} \right)_{H_w} \left\{ K + \frac{\alpha}{4\pi} \left(\frac{1}{3}\pi - f(a, b, c) \right) \right\} p \quad 3.1$$

Hierbei bedeutet $\left(\frac{\partial S}{\partial H_e} \right)_{H_w}$ die Ableitung, also die Steigung, der ESR-Kurve S am Wendepunkt. Der entsprechende Wert kann aus dem aufgezeichneten Signal entnommen werden. K ist der Beitrag zum inneren Feld, welcher von der Kristallstruktur herrührt. Für LMN wurde der Wert in ¹⁸⁾ berechnet. α ist das Produkt aus dem g -Faktor, dem Spin sowie der Anzahl pro Volumeneinheit der Protonen und dem Kernmagneton.

f (a,b,c) ist eine Funktion für den Spezialfall von quaderförmigen Targetkristallen mit den Kantenlängen a,b,c die in ⁴⁾ definiert und tabelliert ist.

Schreibt man zur Abkürzung für die geschweifte Klammer in 3.1 γ und für die Steigung der ESR-Kurve m so erhält man die Polarisation p aus

$$p = \frac{\Delta S}{m \cdot \gamma} \quad 3.2$$

γ enthält dabei alle den Kristall charakterisierenden Größen, während m die Empfindlichkeit der Nachweisapparatur darstellt. Im Experiment sind also ΔS und m zu bestimmen.

3.2 Meßverfahren

Das Mikrowellenspektrometer ^{1) 8) 13)} wird sowohl für den Nachweis des ESR- Signals, wie zur Erzielung der Kernpolarisation durch Einstrahlung von Mikrowellen-Leistung eingesetzt. Der Unterschied dabei besteht darin, daß bei Einstrahlung mit hoher Mikrowellenleistung gearbeitet wird, ca. 500 mW werden in den Resonator eingestrahlt. Bei der Funktion als Spektrometer wird diese Leistung durch einen variablen Abschwächer z.B. um -10 db vermindert. Ein Mehrwegeschalter gestattet über eine Umwegleitung einen leichten Wechsel vom Betrieb mit voller Leistung zu abgeschwächter Leistung.

Das ESR-Signal wird mit Hilfe üblicher Lock-in-Technik beobachtet. Die notwendige Signalmodulation wird durch ein im Magnetsystem vorgesehenes spezielles Spulenpaar aufgeprägt. Diese Modulationsspulen werden dabei über einen Leistungsverstärker von einem Wechselstrom in der entsprechenden Lock-in-Betriebsfrequenz erregt. Im üblicherweise verwendeten Frequenzbereich von 15 bis 50 Hz beträgt der erzielte Feldhub 0.05 mT/A, so daß Ströme zwischen 300 mA und 1 A ausreichend sind.

Zur Registrierung wird das Lock-in-Signal direkt auf den Y-Kanal eines Schreibers gegeben. Dieser kann als X,Y-Schreiber oder als t,Y-Schreiber betrieben werden. Im X,Y-Betrieb wird auf der

X-Achse die Magnetfeldänderung aufgetragen, die bei Variation des Stromes durch die Sweepspulen entsteht. Am Versorgungsgerät der Sweepspulen wird eine entsprechende Spannung abgegriffen. Dieses Versorgungsgerät ist für ein kontinuierliches Regeln des Sweepmagnetfeldes mit einem Motorantrieb ausgerüstet. Damit kann bei fester Mikrowellenfrequenz und während die Hauptspulen im "persistent mode" betrieben werden, durch Variation des Zusatzfeldes das ESR-Spektrum aufgenommen werden. Abb. 3.1 zeigt ein so gewonnenes Spektrum. Die Linie ist dabei zur Kontrolle der Re-

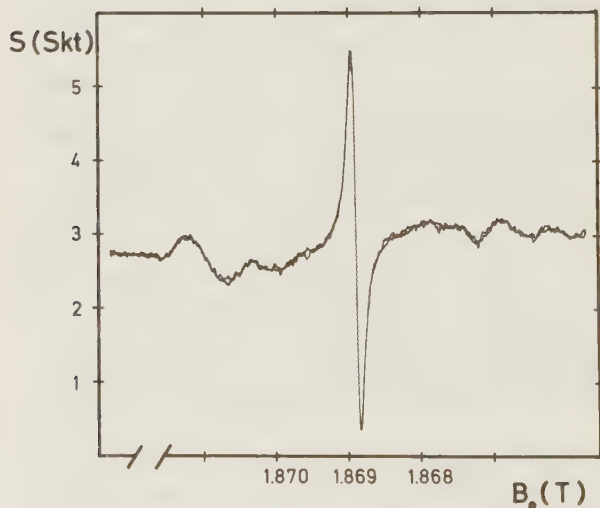


Abb. 3.1 ESR-Spektrum von LMN:1 % Nd^{3+}
bei $\nu = 70,65 \text{ GHz}$, $T = 1.33 \text{ K}$.

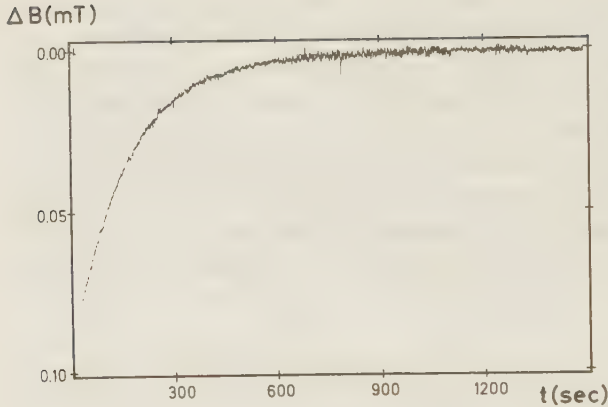
produzierbarkeit 2 mal (d.h. übereinander) geschrieben. Die Polung der Sweepspulen ist so, daß das Zusatzfeld vom Feld der Hauptspule subtrahiert wird, wie es vom Hersteller zur Erzielung der bestmöglichen Homogenität empfohlen ist. Die B_0 -Achse läuft daher nach links. Man erkennt neben der scharfen erlaubten Linie bei 1.869 T die beiden verbotenen Linien jeweils im Abstand 2 mT rechts und links der erlaubten.

Bemerkenswert sind

in Abb. 3.1 das sehr gute Signal-Rausch-Verhältnis, sowie die hervorragende Reproduzierbarkeit der Linie.

Zur Gewinnung eines PIF-Signals, also einer Signalverschiebung ΔS als Funktion der Zeit, muß die Probe zunächst polarisiert werden. Hierzu wird der Feldwert, bei dem eine der verbotenen Linien im ESR-Spektrum erscheint, mit Hilfe eines Potentiometers am Versorgungsgerät eingestellt, an einem zweiten Potentiometer der Wert des Wendepunktes der erlaubten Linie. Ein Schalter ermöglicht zwischen den so eingestellten Werten hin- und herzuschalten. Die entsprechenden Feldwerte werden dabei mit einer Genauigkeit von $2 \cdot 10^{-6}$ innerhalb von ca. 10 sec reproduziert⁸⁾. Voraussetzung ist, daß die Hauptspule im "persistent mode" betrieben wird.

Für die Polarisationsmessung werden nun durch Einstrahlen der vollen Mikrowellenleistung beim Feldwert der verbotenen Linie durch den Mechanismus der dynamischen Kernpolarisation die Protonen der Probe polarisiert. Nach einigen Minuten, ausreichend sind 5 min, werden gleichzeitig der Feldwert in die erlaubte Linie geschaltet, die Mikrowellenleistung abgeschwächt und der Schreiber gestartet. Der Polarisationsmechanismus ist jetzt unterbrochen, die erreichte Kernpolarisation zerfällt mit der Kernspin-Gitter-Relaxationszeit. Auf dem Schreiber wird als Funktion der Zeit das Signal aufgezeichnet, das dem momentanen Feldwert am Ort der Nd^{3+} -Ionen entspricht. Da sich dem konstanten äußeren Feld B_0 das mit der Zeit abklingende innere Feld überlagert, wird dabei ein Teil der ESR-Kurve durchfahren, und zwar der lineare Teil, da der Feldwert B_0 dem Wendepunkt der unverschobenen Linie entspricht. Eine typische Kurve zeigt die Abb. 3.2, wo ein inneres Feld von etwa 0.1 mT mit einer Zeitkonstanten von ca. 220 sec abklingt. Bemerkenswert ist dabei wieder das geringe Rauschen, was die Auswertung sehr erleichtert. Die beiden Spitzen zwischen $t = 600$ s und $t = 900$ s sind keine Störsignale, sondern zum Zwecke der Zeiteichung der Abszisse willkürlich gesetzte Marken. Auf der Ordinate ist mit Hilfe der Steigung der ESR-Kurve aus Abb. 3.1 die Feldstärke in mT aufgetragen. Aus Kurven dieser Art kann somit der Wert des inneren Feldes, damit die Polarisation, entnommen werden. Zusätzlich erhält man als weitere Information das Zeitverhalten. Ein offensichtlicher Nachteil dieser Meßmethode ist die Zerstörung



der Polarisierung durch den Meßvorgang. Für die Praxis sind daher bei der Auswertung neben den Problemen der Eichung auch die Reproduzierbarkeit des gesamten Vorganges zu beachten.

Abb. 3.2 PIF-Signal.

3.3. Auswertung von PIF-Meßkurven, Fehlerbetrachtung.

Die Auswertung von Schreiberprotokollen der Art von Abb. 3.2 hat in mehreren Schritten zu erfolgen. Einmal ist die aufgezeichnete Signaländerung Δ seine Funktion der Zeit, die interessierende Größe ist aber die Polarisierung zur Zeit $t = 0$, also wenn der Polarisationsvorgang unterbrochen wird. Wegen der endlichen Einstellzeit des für die Messung vorgewählten Magnetfeldwertes ist $\Delta S(t = 0)$ zu extrapolieren. Dieser Wert $\Delta S(t = 0)$ wird dann durch m , das aus dem ESR-Signal zu entnehmen ist, und durch γ , das gemäß Gl. (3.1) zu bestimmen ist, zu dividieren. Im einzelnen wird wie folgt verfahren.

Zur Extrapolation der Kurve $\Delta S(t)$ zum Wert $t = 0$ muß das Zeitverhalten von $\Delta S(t)$ möglichst gut bekannt sein. In Übereinstimmung mit anderen Autoren^{19) 20)} sowie früheren Erlanger Messungen⁴⁾ ergab sich hierbei in allen Fällen, auch nach dem Beschuß mit Protonen, ein exponentieller zeitlicher Abfall, der mit einer Zeitkonstanten τ_p beschrieben werden kann. Die experimentellen Kurven werden daher einer Funktion der Form

$$\Delta S(t) = \Delta S_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau_p}} + W \quad 3.3$$

angepaßt, wobei die Größe von ΔS_0 , die Relaxationszeit τ_p und die Nullpunktsunsicherheit W nach der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt werden. Da das Rauschen in Verhältnis zum Signal klein ist, erübrigt sich die Berücksichtigung etwa durch ein zusätzliches zeitabhängiges Glied.

Die Genauigkeit von ΔS_0 ergibt sich aus der Ausgleichsrechnung für fast alle gemessenen Kurven zu $< 2 \%$, der Fitfehler von τ_p bewegt sich i. allg. zwischen 2 und 5 %.

Die Steigung am Wendepunkt, bzw. im linearen Teil, der ESR-Kurve läßt sich unmittelbar dem Schreiberprotokoll entnehmen, wenn die Abszisse in Magnetfeldeinheiten geeicht ist. Als Eichpunkte, bekannte Magnetfeldwerte bei bestimmten Schreiberausschlägen, lassen sich hierfür die Resonanzbedingungen für die erlaubte Linie

$$H_0 = \frac{h\nu}{g_e \mu_B} \quad 3.4$$

sowie für die verbotenen Linien

$$H_{\pm} = \frac{h\nu}{g_e \mu_B \mp g_K \mu_K} \quad 3.5$$

verwenden. Dabei sind ν die Mikrowellenfrequenz, $g_e = 2.7$ der effektive g-Faktor der Nd^{3+} -Hülle, g_K der Protonen-g-Faktor und μ_B bzw. μ_K das Bohr'sche- bzw. Kernmagneton. Da die Resonatorresonanz sehr bereit ist gegen die Elektronresonanz können durch Variation der Frequenz mehrere Meßpunkte über die gesamte Schreiberskala gewonnen werden. Die Eichung ergibt sich dann aus einer Ausgleichsgeraden, deren Steigung den gesuchten Eichfaktor darstellt. Für die im folgenden aufgeführten Messungen wurde dieser Eichfaktor zu

$$0.0347 \frac{\text{mT}}{\text{mm}} \pm 5.5 \% \text{ ermittelt.}$$

Der Faktor γ ist gemäß Gl. (3.1) nach ⁴⁾ und ¹⁸⁾ unter Berücksichtigung der Kristalldimensionen zu bestimmen. Er ergibt sich für den verwendeten Kristall von $2.65 \times 2.22 \times 0.41 \text{ mm}^3$ zu

$$\gamma = 0.128 \text{ mT.}$$

Ein Fehler hierzu läßt sich mit Ausnahme des kleinen Beitrages des Kristallfeldes praktisch nicht angeben. Dies beruht darauf, daß die unvermeidlichen Abweichungen des realen Targetkristalls von der idealen Quaderform rechnerisch nicht zu erfassen sind. Weiter wurde bisher noch nicht untersucht, ob sich Änderungen der Kurvenform, wie sie bei der Bestrahlung beobachtet werden, oder andere Folgen (Störstellen) der Bestrahlung auf den Faktor γ auswirken.

Generell steht noch immer eine zuverlässige Bestätigung der Polarisationsdaten gemessen mit PIF im Vergleich zu Streumessungen aus. Messungen hierzu, (α -p) Streuexperimente, sind in Vorbereitung.

Es wird daher im weiteren fast immer darauf verzichtet die Meßwerte in einen Polarisationsgrad umzurechnen. Angegeben werden stattdessen die gemessenen Werte des inneren Feldes ΔB in m T mit den entsprechenden Fehlergrenzen.

Die Fehler von ΔB ergeben sich aus dem Fehlerfortpflanzungsgesetz zu

$$\frac{\delta(\Delta B)}{\Delta B} = \sqrt{\left(\frac{\delta(\Delta S_0)}{\Delta S_0}\right)^2 + \left(\frac{\delta m}{m}\right)^2} \quad 3.6$$

δ bedeutet dabei den Absolutfehler der entsprechenden Größe.

In Gl. (3. 6) ist $\delta \frac{m}{m}$ selbst wieder in gleicher Weise abhängig von den Fehlern der geometrischen Steigungsbestimmung und dem Eichfaktor der Schreiberachse. Der Fehler der Eichung ergibt sich aus der Ausgleichsrechnung zu 5.5 %. Die Genauigkeit der geometrischen Steigungsbestimmung ist durch die Meßgenauigkeit von etwa $\pm 0,3$ mm eingegrenzt. Bei einem Abszissenabschnitt von 4 mm bedeutet dies einen relativen Fehler von 8 %. Für $\delta \frac{m}{m}$ ergibt sich somit ein Gesamtfehler von knapp 10 % gegen den der Fehler von ΔS_0 von max. 2 % praktisch nicht ins Gewicht fällt. Andere Fehlerquellen, wie z.B. die Unsicherheit des Zeitnullpunktes werden wegen ihrer Geringfügigkeit vernachlässigt. Eine Verbesserung dieser Fehler, z.B. durch Spreizung der Magnetfeldachse, sowie durch weitere noch genauere Eichpunkte, scheint angesichts der hervorragenden Reproduzierbarkeit und Stabilität des Systems möglich zu sein.

Betrachtet man jedoch die Reproduzierbarkeit des Gesamtvorganges, Polarisation und Polarisationsmessung, bei Wiederholung und Auswertung unter sonst gleichen Bedingungen, so erhält man Abweichungen gleicher Größenordnung wie die Fehler nach (3. 6).

Vergleicht man die Ergebnisse verschiedener Meßruns an der gleichen Probe und bei möglichst guter Einstellung aller sonstigen experimentellen Bedingungen, so sind die Abweichungen noch größer, vgl. Abb. 3.4. Es erscheint daher zumindest fraglich, ob durch eine Verbesserung der oben aufgeführten Fehler die Targetpolarisation für Streuexperimente wesentlich besser als 10 % bestimmt werden kann. Hierzu sind noch weitere Untersuchungen, vor allem Vergleichsmessungen mit verschiedenen Proben, notwendig.

Die Reproduzierbarkeit der Relaxationszeitmessung ist dagegen wesentlich besser. Eine Mittelung über ca. 10 Messungen bei konstanter Temperatur und gleichem Kristall ergab einen mittleren quadratischen Fehler von 4 %.

3.4 Messungen.

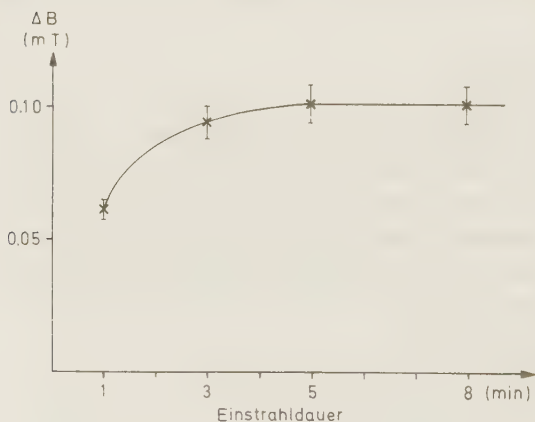
Alle im folgenden aufgeführten Messungen wurden an einem 1 % Nd^{3+} dotierten LMN-Kristall der Größe $2,65 \times 2,22 \times 0,41 \text{ mm}^3$ durchgeführt, der sich dabei in einem Resonator mit einer Eintrittsfolie von $100 \mu\text{m}$ und einer Austrittsfolie von $20 \mu\text{m}$ Kupfer befand. Für die Durchführung von Streuexperimenten ist eine solche Anordnung zu dick. Das Ziel war daher das Polarisationsverhalten unter verschiedenen experimentellen Bedingungen, besonders bei Beschuß mit Protonen, zu beobachten.

3.4.1 Messungen am unzerstörten Kristall.

Wie bereits an anderer Stelle ausführlich dargestellt, liegt allen Messungen mit der PIF-Methode die Beobachtung des ESR-Spektrums zugrunde. In Abb. 3.1 ist eine solche Kurve dargestellt, wie sie bei den vorliegenden Messungen erhalten wurde. Die Kurve zeichnet sich vor allem, neben den bereits erwähnten Tatsachen, durch eine bisher nicht erreichte Schärfe der erlaubten Linie aus.

Die Halbwertsbreite beträgt 0.14 m T, was eine Verbesserung um mindestens einem Faktor 4 gegenüber bisher aus der Literatur z.B. 21) 22) bekannten Daten bedeutet. Somit ist die Bedingung eines wohlaufgelösten Spektrums, die eine wesentliche Voraussetzung in der theoretischen Betrachtung ⁵⁾ des Polarisationsvorganges darstellt, in idealer Weise erfüllt. Der Mechanismus sollte daher optimal ablaufen. Läßt man die Vorbehalte zum PIF-Faktor außer Acht, wird dies durch die Messungen voll bestätigt.

Die Ergebnisse am unzerstörten Kristall sind in den Abb. 3.3 und 3.4 zusammengefaßt. Aus der Abb. 3.3 entnimmt man die Zeitdauer der Einstrahlung, die notwendig ist, um die erreichbare Maximalpolarisation zu erreichen. Man erkennt, daß der Sättigungswert des inneren Feldes bei der im Experiment zur Verfügung stehenden 500 mW Mikrowellenleistung nach 5-minütiger Einstrahldauer sicher erreicht ist. Alle weiteren Messungen werden daher mit dieser Einstrahldauer durchgeführt. Aus der Abbildung läßt sich weiter



entnehmen, daß Abweichungen von einer festen Einstrahlzeit, sofern diese nur lang genug ist, den erreichten Polarisationsgrad nicht beeinflussen.

Abb. 3.3 Inneres Feld als Funktion der Einstrahldauer des verbotenen Überganges.

In Abb. 3.4 ist der Wert des inneren Feldes als Funktion des Feldwertes B_0 , der während der Mikrowelleneinstrahlung eingestellt ist, aufgetragen. $B_{\text{einstrahl}}$ bedeutet dabei den entsprechenden Wert des Zusatzfeldes durch die Sweepspulen, das sich dem Feld von 1.86 T der im "persistent mode" betriebenen Hauptspulen über-

lagert. Die Δ bzw. $\circ$ markieren zwei Meßreihen, zwischen denen der Targetkryostat nachgefüllt (bei 4 K) und anschließend wieder auf 1.33 K abgekühlt wurde. Die übrigen experimentellen Parameter (Mikrowellenfrequenz, Magnetfeld) blieben konstant.

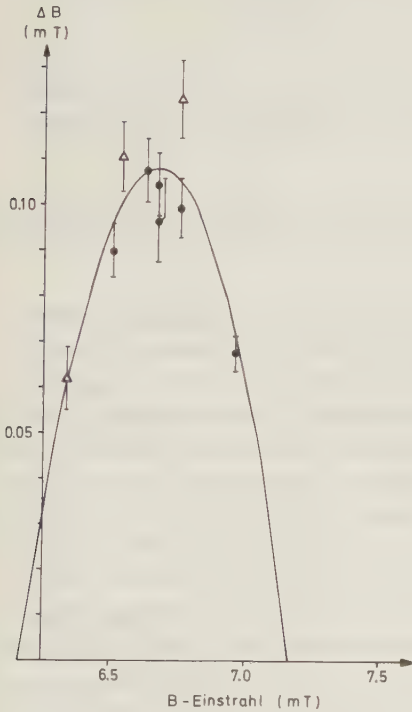


Abb. 3.4 Inneres Feld als Funktion der Feldstärke B des Zusatzfeldes (Δ Meßreihe 1, $\circ$ Meßreihe 2)

Die durchgezogene Kurve stellt eine Ausgleichsparebel der Form

$$B = a_0 + a_2 (x - x_0)^2 \quad 3.7$$

dar. Für den Wert x_0 ergibt sich $B_{\text{einstrahl}} = 6.667 \text{ mT}$. Die Koeffizienten a_0 und a_2 werden durch die Ausgleichsrechnung zu

$$a_0 = 0.1081 \text{ mT}$$

und

$$a_2 = -3.0114 \cdot 10^{-3} \text{ mT}^{-1}$$

bestimmt.

Man erhält damit einen Maximalwert des inneren Feldes von $(0.1081 \pm 0.0096) \text{ mT}$. Der angegebene Fehler ergibt sich aus der Ausgleichsrechnung, er stimmt mit dem Fehler der Meßwerte nach Gl. (3.6) von 10 % praktisch überein.

Aus diesem Wert des inneren Feldes berechnet man mit dem in Abschn. 3.3 angegebenen PIF-Faktor $\gamma = 0,128 \text{ m T}$ einen Polarisationsgrad von 84 % mit einem Fehler von 10 %. Dies bedeutet unter den Vorbehalten, mit denen der PIF-Faktor angegeben ist, die höchste bisher bekannt gewordene Protonenpolarisation in einem LMN-Target.

Die Relaxationszeit wurde mit $221 \text{ s} \pm 4 \%$ gemessen. Im Vergleich zu früheren Messungen ^{4) 19)} ist dieser Wert etwa um den Faktor 10 zu klein, vgl. dazu Abschn. 4.1.

3.4.2 Messungen des inneren Feldes als Funktion der Bestrahlungsdosis.

Zur Messung der Polarisierung bei Beschuss mit geladenen Teilchen wurde das Target mit 11 MeV Protonen bestrahlt. Zudem konnten bei einem solchen Strahlexperiment die Wirksamkeit des Strahlführungskonzeptes untersucht werden sowie die Möglichkeit, mit Hilfe des Shutters die gesamte Bestrahlungsdosis in genügend kleine, definierte Meßruns zu unterteilen.

Zu diesem Zweck wurde der Strahl unter Beobachtung über das Spiegelsystem auf dem Shutterblech so fokussiert, daß ein elliptischer Strahlfleck mit einer Fläche von ca. 24 mm^2 entstand. Der Strahlstrom betrug während des gesamten Experimentes zwischen 330 und 460 pA, wobei die Fokussierung unverändert blieb.

Der Strahlquerschnitt ist also groß gegen die Kristallfläche von ca. 6 mm^2 . Unter der vereinfachenden Annahme einer homogenen Flächendichte des Strahlflecks wird der Targetkristall demnach von $1/4$ des auf dem Shutter gemessenen Stromes getroffen. Durch das Öffnen des Shutters für jeweils eine vorgegebene Zeit (2 s, 5 s) wird der Kristall mit einer definierten Dosis bestrahlt. Sofort nach dem Schließen des Shutters wird das PIF-Signal in üblicher Weise aufgenommen. Die Meßreihe ist in Abb. 3.5 dargestellt. Auf der Abszisse ist neben der Nummer des Meßruns die Dosis aufgetragen, die $1/4$ des gemessenen Shutterstromes mal der

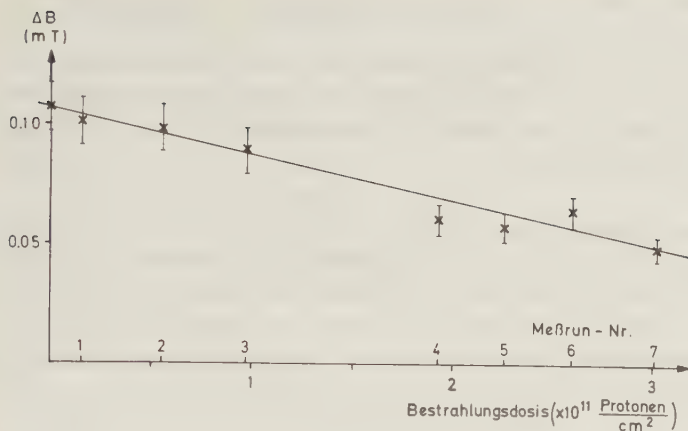


Abb. 3.5. Inneres Feld als Funktion der Bestrahlungsdosis

jeweiligen Bestrahlungszeit entspricht. Ein Cup hinter dem Target zur Stromintegration stand bei diesem Experiment nicht zur Verfügung. Zudem wäre wegen des sehr dicken Targets - die Protonen haben nach Durchlaufen eine mittlere Energie von ca. 2 MeV - eine Targetstromintegration ebenso unsicher wie die Messung vor dem Target.

Es ist klar, daß die Absolutwerte der Dosisskala mit großen Fehlern behaftet sein können, wenn der Strahlfleck nicht homogen ausgeleuchtet wurde. Faktoren 2 oder gar 3 sind hier durchaus denkbar. In der Skala würde dies eine Streckung oder Stauchung bedeuten, da alle Meßruns mit gleichbleibenden Fokussierungsbedingungen durchgeführt wurden, der lineare Zusammenhang, wie in Abb. 3.5 ersichtlich, wird dadurch nicht geändert.

Im Vergleich mit Messungen und Angaben anderer Autoren 20) 23) 24) 28) ist die angegebene Bestrahlungsdosis etwa um den Faktor 3 zu klein. Die lineare Abhängigkeit der Polarisierung von der Bestrahlungsdosis ergibt sich bei allen Messungen, die teilweise unter wesentlich anderen experimentellen Bedingungen (hohe Energie, partieller Beschuss des Targetkristalls) durchgeführt wurden.

Nicht in Übereinstimmung mit ²⁰⁾ ist die nur wenig veränderte Relaxationszeit, die sich nach dem Beschuß zu $\tau_p = 186 \text{ s} \pm 4 \%$ ergibt, also eine Abnahme gegenüber dem unbestrahlten Kristall von nur 16 %. Die zwischen den einzelnen Runs gemessenen Relaxationszeiten bewegen sich nahezu im Fehlerintervall der Messung am unzerstörten Kristall.

Nach der letzten Polarisationsmessung wurde ein ESR-Spektrum aufgenommen. Abb. 3.6 zeigt dieses Spektrum, zur Kontrolle der Reproduzierbarkeit 2 mal übereinandergeschrieben. Zwei Tatsachen fallen im Vergleich mit Abb. 3.1 sofort ins Auge:

1. Eine wesentliche Verbreiterung der erlaubten Linie gegenüber dem Spektrum des unbeschossenen Kristalles.
2. Das völlige Verschwinden der vorher gut ausgeprägten verbotenen Linien.

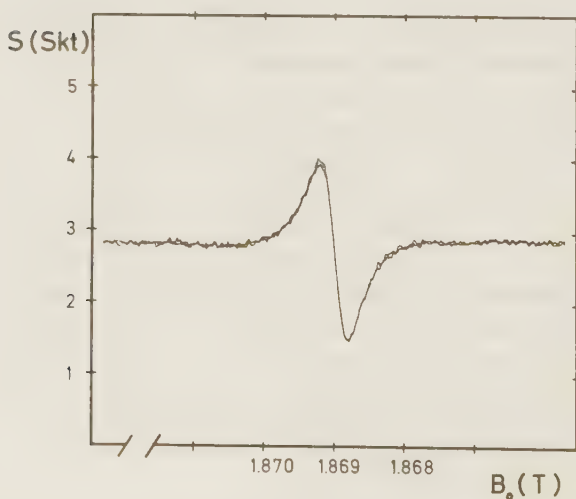


Abb. 3.6. ESR-Spektrum des "zerstörten" Kristalls.

Die Steigungsänderung der ESR-Kurve ist in der Auswertung zu Abb. 3.5 durch eine Interpolation der Steigungen vor und nach dem Beschuß berücksichtigt.

Zur weiteren Untersuchung des Einflusses von Strahlenschäden auf das Polarisationsverhalten wurden mit dem "zerstörten" Kristall zusätzliche Messungen durchgeführt.

3.4.3 Messungen am "zerstörten" Kristall.

Die Abhängigkeit des inneren Feldes bei gleicher Mikrowellenleistung und Einstrahldauer von der Feldstärke B_0 ist in Abb. 3.7 dargestellt. Die durchgezogene Kurve stellt wie in Abb. 3.4 die Ausgleichsparabel gemäß Gl. (3.7) dar. Dabei sind $x_0 = 1.958 \text{ mT}$, $a_0 = 0.0621 \text{ mT}$ und $a_2 = -3.9217 \cdot 10^{-4} \text{ mT}^{-1}$. Man erhält damit einen Maximalwert des inneren Feldes von $(0,0621 \pm 0,0063) \text{ mT}$. Der Fehler aus der Ausgleichsrechnung ist wie im Fall des unzerstörten Kristalls wieder gleich den nach Gl. (3.6) bestimmten 10 %. Auffallend an der Kurve 3.7 ist der große Bereich von $B_{\text{einstrahl}}$ in dem eine nennenswerte Polarisation erreicht werden kann, vgl. Abschn. 4.2

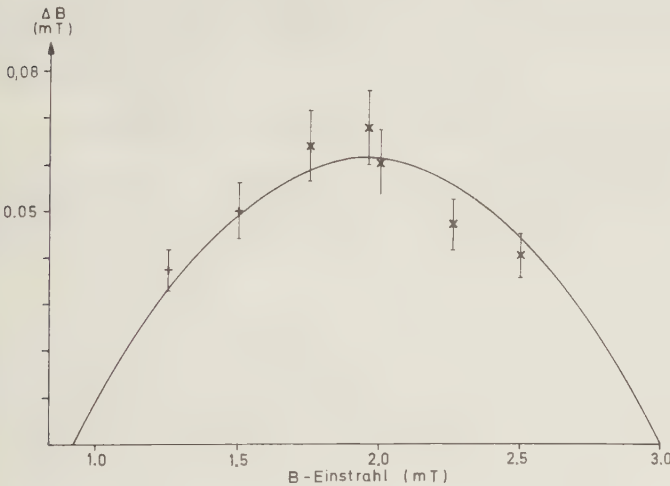


Abb. 3.7. Abhängigkeit des inneren Feldes von der Einstrahlfeldstärke B_0

Neben der Abhängigkeit des inneren Feldes von der Einstrahlungsfeldstärke wurde bei fester Einstrahlung durch Drosselung der Pumpleistung die Temperatur variiert. So konnten PIF-Messungen zusätzlich bei Badtemperaturen von 1.43 K und 1.9 K erhalten werden. Abb. 3.8 zeigt die Ergebnisse.

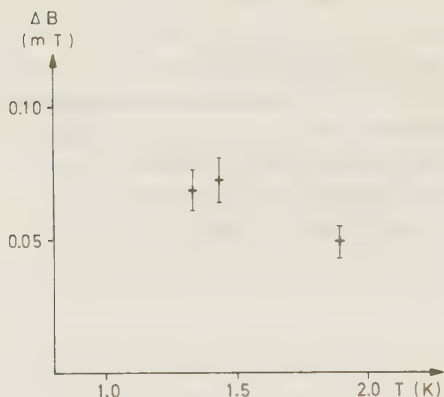


Abb. 3.8. Inneres Feld als Funktion der Temperatur.

Die zu den Temperaturen gehörigen Relaxationszeiten gemessen am "zerstörten" Kristall sind in der Tabelle 3.1 aufgelistet. Dabei beträgt der Fehler der Temperaturangabe etwa 0.015 K, der der Relaxationszeiten maximal 10 %.

Tabelle 3.1

T (K)	τ_p gemessen (s)
1.33	186
1.43	155
1.9	120

4. Interpretation der Messergebnisse

Um die teils widersprüchlichen Messergebnisse, wie hohe Polarisation bei niedriger Relaxationszeit, linearer Abfall der Polarisation bei Beschuß ohne Änderung der Relaxationszeit, Verschwinden der verbotenen Linien im ESR-Spektrum trotzdem nennenswerte Polarisation, erklären und theoretisch verstehen zu können, sind noch eine Reihe von weiteren Messungen notwendig. Wegen des großen Zeitaufwandes solcher Messungen konnten sie im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden.

Es ist trotzdem möglich an Hand einiger einfacher Annahmen und Folgerungen aus den experimentellen Daten die vorliegenden wenigen Meßergebnisse zu interpretieren. Experimente, die eine Prüfung der Annahmen ermöglichen, sowie weitergehende Schlüsse zu lassen sollten, sind jeweils angeführt.

4.1. Der hohe Polarisationswert und die niedrige Relaxationszeit.

Die maximal erreichbare Polarisation hängt von der Kernspinn-Gitter-Relaxationszeit über den in ²⁵⁾ eingeführten Leckfaktor f ab:

$$f \equiv \frac{n \tau_e}{N \tau_p} \quad 4.1$$

Dabei bedeuten τ_e und N die Relaxationszeit und Konzentration der Nd^{3+} -Ionen, τ_p und n die entsprechenden Größen der Protonen. Die maximal erreichbare Polarisation bei Sättigung des Übergangs ist dann gegeben durch

$$P_{\text{max}} = \frac{P_0}{1 + f} \quad 4.2$$

P_0 stellt dabei die Polarisation der Elektronenspins dar,

$$P_0 = \tanh\left(\frac{h\nu}{2kT}\right) \quad 4.3 ,$$

die durch die experimentellen Gegenbenheiten, also der gewählten Mikrowellenfrequenz, damit dem äußeren Magnetfeld, und der

Temperatur T , bestimmt ist. Sie beträgt für die vorliegenden Werte ca. 86 %. Der in 3.4.1 angegebene experimentelle Polarisationsgrad von 84 % ist demnach praktisch der Idealwert, der nur erreicht werden kann, wenn f in Gl. (4.2) verschwindend klein wird. Bei einem 1 % Nd^{3+} dotierten LMN-Kristall ist der Faktor $\frac{n}{N}$ etwa $2 \cdot 10^3$. Damit erhält man zusammen mit einem Wert von $\tau_e \approx 10^{-2} \text{ s}$ ⁵⁾ und der gemessenen Relaxationszeit $\tau_p = 2 \cdot 10^2 \text{ s}$ den Faktor $f \approx 0,1$, was an Hand Gl. (4.2) bereits eine Reduzierung der Polarisation $P_{\max}$ auf ca. 77 % bedeutet.

Neben dieser Unstimmigkeit ist auch die bei Beschuß konstant bleibende Relaxationszeit mit bisher bekanntem nicht vereinbar. An der vorliegenden Messung der Relaxationszeiten ist daher Kritik anzubringen.

In Abb. 4.1 ist der Relaxationsprozess schematisch dargestellt.

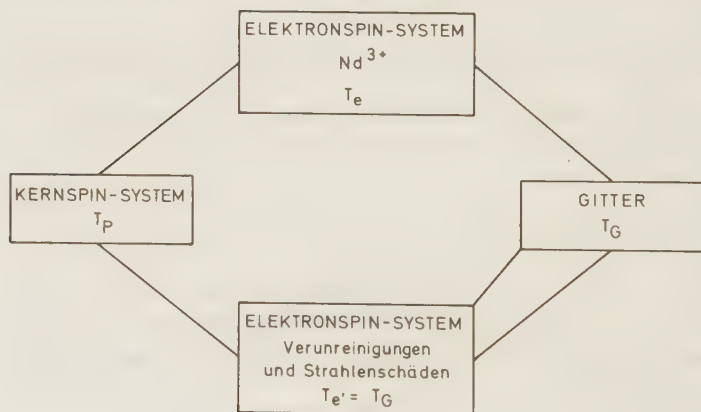


Abb. 4.1, Blockdiagramm des Kernspin-Gitter Relaxationsprozesses.

Das Kernspinsystem kann dabei nur über den Weg von paramagnetischen Zentren Energie aus dem Gitter aufnehmen und damit ins thermische Gleichgewicht gelangen. Die Kernspin-Relaxation ist somit in erster Linie von der Temperatur des Elektronensystems abhängig, das im

thermischen Gleichgewicht die Temperatur des Gitters hat. Durch Mikrowelleneinstrahlung kann dieses Gleichgewicht gestört werden. Da bei der PIF-Messung die Abschwächung der ursprünglichen Mikrowellenleistung jeweils nur -10 db beträgt, ist damit offenbar eine wesentliche Aufheizung des Elektronenspin-systems verbunden. Inwieweit das Gitter dadurch mitaufgeheizt wird läßt sich an Hand der wenigen Meßdaten nicht bestimmen. Das Verhalten der gemessenen Relaxationszeiten bei Beschuß deutet jedoch darauf hin, daß der Kristall selbst keine nennenswerte Erwärmung erfährt. Durch die Entstehung von Störzentren nimmt die Relaxationsmöglichkeit über das zweite Elektronenspinreservoir in Abb. 4.1 ständig zu. Dieses Reservoir befindet sich jedoch im thermischen Gleichgewicht mit dem Gitter, da es von der Mikrowelleneinstrahlung unbeeinflusst bleibt. Bei gleicher Temperatur der beiden Elektronenspinreservoirs müßte sich der Einfluß der Störzentren auf die Relaxationszeit stärker bemerkbar machen als die Messungen besagen. So ist nach überschlagsmäßigen Rechnungen die Zahl der Störzentren nach Beendigung der Bestrahlung in der Größenordnung der Anzahl der Nd^{3+} -Ionen im Kristall, dem steht eine Änderung der Relaxationszeit von ca. 16 % gegenüber.

Man kann demnach die Relaxationszeitmessungen dahingehend zusammenfassen, daß die gemessene zu kleine Relaxationszeit bestimmt wird durch eine zu hohe Temperatur des Nd^{3+} -Spinsystems, bedingt durch zu hohe Mikrowellenleistung bei der PIF-Messung. Der Einfluß der beim Beschuß entstehenden Störstellen wird dadurch weit überwogen und somit verdeckt.

Andererseits kann man aus den Messungen während der Bestrahlung schließen, daß auch durch die im Target verbleibenden Energie der Strahlteilchen (5,4 MeV Energieverlust²⁶⁾ bei einem Strahlstrom von 80 - 100 pA Protonen auf den Kristall) keine Erwärmung auftritt. Im Gegensatz zu²⁴⁾ wo eine nennenswerte Erwärmung bereits bei einem Strahlstrom von 20 pA vermutet wird.

Setzt man daher zur Bestimmung des Leckfaktors, die der Temperatur von 1.33 K entsprechende Kernspin-Relaxationszeit von etwa $10^3 \text{ sec ein}^{4)}$, so erhält man $f \approx 0,01$, was nicht in Widerspruch ist zu dem hohen experimentell beobachteten Polarisationsgrad.

Durch Variation der Mikrowellenleistung bei der PIF-Messung läßt sich die notwendige Abschwächung zur korrekten Relaxationszeitmessung bestimmen. Andererseits bietet sich hier die Möglichkeit, wenn durch Vergleichsmessungen mit unbeschossenen Kristallen bei verschiedenen Temperaturen die entsprechenden Gittertemperaturen bestimmt werden können, durch solche Messungen den Einfluß der Störstellen abzuseparieren. An Hand von theoretischen Zusammenhängen, wie sie in ¹⁹⁾ aufgezeigt sind, lassen sich so eventuell Aufschlüsse über die bisher nicht bekannte Natur der Störstellen gewinnen.

4.2 Zusammenhang der Polarisation mit der Bestrahlungsdosis.

In den wenigen bisher bekannt gewordenen Arbeiten, ^{20) 23) 27)}, die das Problem der Strahlenschäden ausführlicher behandeln, wird zur Beschreibung der Polarisationsverminderung bei Bestrahlung der bereits oben erwähnte Leckfaktor herangezogen. Bereits in ²⁰⁾ wird ausgeführt, daß diese Betrachtungsweise alleine nicht geeignet ist die experimentellen Daten darzustellen. Für die vorliegenden Messungen, vgl. Abb. 3.5, müßte hierbei eine Vergrößerung des Leckfaktors um den Faktor 100 angenommen werden, was bei Betrachtung der Relaxationszeitmessungen nicht zu rechtfertigen ist. Unter der Berücksichtigung der mit der Bestrahlung eingetretenen Linienverbreiterung und dem Modell der behinderten Diffusion, wie es in ²⁰⁾ ausgeführt ist, läßt sich der beobachtete Polarisationsrückgang auf eine sehr anschauliche Art deuten. Darüber hinaus wurde im Rahmen dieser Arbeit eine Messung durchgeführt, die diese Vorstellungen unterstützt. vgl. S. 43.

Wegen des sehr unsicheren Wertes der absoluten Bestrahlungsdosis und der geringen Zahl der vorliegenden Meßpunkte kann nur eine relativ grobe qualitative Darstellung gegeben werden.

Die durch den Beschuß gebildeten Störstellen, paramagnetische Zentren, beeinträchtigen auf mehrere Weisen die Polarisierbarkeit der Probe. Wie in Abb. 4.1 ersichtlich ermöglichen sie einen zusätzlichen Relaxationsweg, vermindern dadurch die Relaxationszeit, was zu einer Vergrößerung des Leckfaktors führt. Die Protonen in unmittelbarer Umgebung der Störzentren befinden sich in einem veränderten lokalen Magnetfeld, so daß sie weder die Resonanzbedingung des verbotenen Überganges, noch des Proton-Protonspinaustausches erfüllen. Sie können daher am Mechanismus der Polarisation nicht mehr teilnehmen (behinderte Spindiffusion). Weiter verursachen die Störstellen eine Verbreiterung der ESR-Kurven, was vermutlich ebenfalls eine Verminderung der Polarisation zur Folge hat, wie unten gezeigt wird. Dieser Einfluß ist bisher nirgendwo berücksichtigt, die von uns gemachte Beobachtung ist offenbar nur im Zusammenhang mit der besonderen Schärfe der ESR-Linie möglich. Vergleicht man nämlich die Abb. 3.4 und Abb. 3.7, so fällt die Verbreiterung des Bereiches, in dem Polarisation erhalten wird, auf. In Abb. 4.2 und 4.3 ist diese Tatsache mit der Linienbreite der verbotenen Linie in Zusammenhang gebracht.

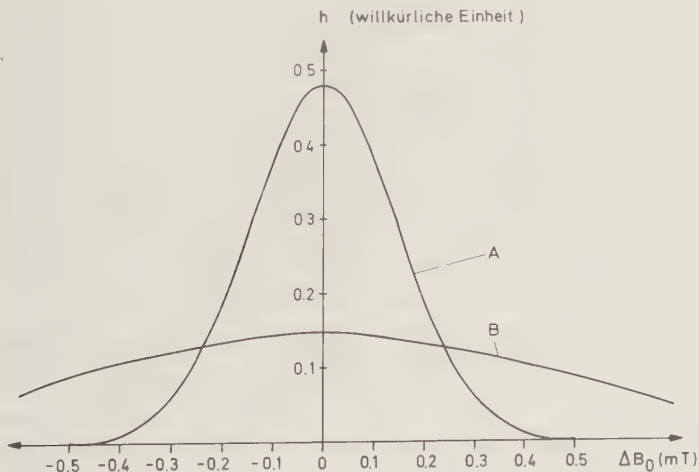


Abb. 4.2. Idealisierte verbotene Linien A des unzerstörten, sowie B des "zerstörten" Kristalls.

In Abb. 4.2 sind dazu in willkürlichen Einheiten unter Beibehaltung der Fläche idealisierte Resonanzlinien des verbotenen Überganges der Form

$$h = \lambda \cdot e^{-\lambda x^2} \quad 4.4$$

aufgetragen. Die Breite λ der Linie A, des unzerstörten Kristalles wird aus dem ESR-Spektrum entnommen. Die Breite der Kurve B wird unter der vereinfachenden Annahme gewonnen, daß sich die verbotene Linie in etwa mit dem gleichen Faktor verbreitert wie die erlaubte. Aus der mit der Verbreiterung einhergehenden Verkleinerung von h ist ersichtlich, daß eine derart wenig ausgeprägte Linie im realen ESR-Spektrum nicht mehr beobachtet werden kann.

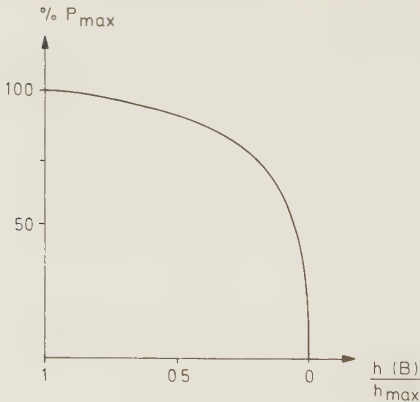


Abb. 4.3 Abhängigkeit der erreichbaren Polarisierung von der Höhe h der verbotenen Linie.

Die Abb. 4.3 stellt den Zusammenhang zwischen erreichter Polarisierung und der Höhe h der verbotenen Linie dar. Die Kurve wurde aus den Meßwerten des unzerstörten Kristalles abgeleitet. Identifiziert man die Höhe h der Linie mit der Anzahl der jeweils in Resonanz befindlichen Nd^{3+} -Proton-Paare, so stellt die Kurve Abb. 4.3 den Zusammenhang der erreichten Polarisierung eben mit dieser Anzahl dar. Bemerkenswert ist die zunächst geringe Abnahme der Polarisierung bei Verkleinerung der Anzahl der in Resonanz befindlichen Paare. So wird bei der Hälfte der ursprünglichen Höhe noch 90 % der ursprünglichen Polarisierung erreicht.

Die entsprechende Kurve für den "zerstörten" Kristall an Hand der experimentellen Daten aus Abb. 3.7. und der angenommenen Linienbreite der verbotenen Linie in 4.2 deckt sich praktisch mit der des unzerstörten Kristalles in Abb. 4.3.

Vergleicht man nun die Kurven A und B in Abb. 4.2, so befinden sich bei optimaler Einstrahlung in Kurve B etwa 30 % der Anzahl der Nd^{3+} -Proton- Paare der Kurve A in Resonanz. Nach Kurve Abb. 4.3 bedeutet dies, daß etwa 80 % der möglichen Polarisierung dabei erreicht werden. Eine Erhöhung der Polarisierung sollte dadurch erreichbar sein, daß mehr Nd^{3+} -Proton-Paare zur Resonanz gebracht werden.

In zwei Messungen wurde dazu bei konstanter Mikrowellenfrequenz das Zusatzfeld $B_{\text{einstrahl}}$ über einen Bereich von etwa $\pm 0,5$ mT kontinuierlich hin- und hergefahren. Die Einstrahlzeit wurde entsprechend verlängert auf 30 min. Der Mittelwert des dabei erreichten inneren Feldes beträgt $(0,076 \pm 0,004)$ mT. (Der angegebene Fehler ist die Abweichung des Mittelwertes von den experimentellen Werten). Dies bedeutet eine Steigerung um ca. 18 % gegenüber dem Maximalwert, wie er sich ohne Feldvariation aus der Ausgleichsrechnung zu Abb. 4.7 ergibt, entspricht somit dem nach Kurve Abb. 4.3 zu erreichenden Maximalwert.

Dies legt den Schluß nahe, daß ein Teil der bei Beschuß zurückgegangenen Polarisierung durch geeignete experimentelle Maßnahmen (Wobbeln der Einstrahlungsfeldstärke) wieder hergestellt werden kann. Der Beitrag, der von den anderen Einflüssen, der Erhöhung der Relaxationszeit und der Behinderung der Diffusion durch die Störzentren, kann dadurch natürlich nicht beeinflußt werden. Wegen der oben aufgeführten Gegebenheiten kann dieser Beitrag hier nicht näher untersucht werden. Weitere Messungen sind daher notwendig, um vor allem das Verhalten der Polarisierung bei noch höheren Bestrahlungsdosen zu untersuchen.

4.3. Mögliche Testexperimente, Folgerungen für die Praxis aus den vorliegenden Messungen.

Die Abhängigkeit der Polarisierung von der Linienbreite der verbotenen Linie kann durch definierte Verbreiterung dadurch, daß der Kristall in ein weniger gut homogenes äußeres Feld B_0 gebracht wird, überprüft werden. Dies kann durch Höhenverschiebung des

Einsatzkryostaten mittels der Justierschrauben am Deckelflansch relativ leicht bewerkstelligt werden. Wegen der geringen Abhängigkeit des Absolutwertes ist hierzu eine große Meßgenauigkeit notwendig. Kurven der Art der Abb. 3.4 und Abb. 3.7 sollten jedoch leicht zu erhalten sein. Gleichzeitig können dabei die besten Bedingungen für die Feldvariation während der Mikrowelleneinstrahlung ermittelt werden, die es dann ermöglichen den scheinbaren Verlust von Polarisation wieder auszugleichen.

Da alle Beiträge zur Verminderung der Polarisation bei Beschuß von der Anzahl der Störstellen, also der im Kristall absorbierten Energie, abhängen, ist die Untersuchung der Vorgänge bei Bestrahlung mit verschiedenen Projektilen besonders aufschlußreich. So sollte bereits eine wesentlich geringere Bestrahlungsdosis bei α -Teilchen als Projektil die Polarisation erheblich herabsetzen.

Für den praktischen Einsatz des in der vorliegenden Arbeit beschriebenen polarisierten Protonentargets ergeben sich aus den Meßergebnissen einige wichtige Konsequenzen. So ist ein Polarisationsmonitor, wie er in ¹³⁾ an Hand früherer Messungen vorgeschlagen wurde, nicht zu verwirklichen. Bei diesem Vorschlag wird stillschweigend eine gleichbleibende ESR-Kurve vorausgesetzt. Wie die Messungen am supraleitenden System zeigen, ist dies jedoch nicht der Fall. Ein Polarisationsmonitor müßte daher die sich ändernde Steigerung des ESR-Signals berücksichtigen. Mit vertretbarem Aufwand dürfte dies nicht möglich sein. Ein NMR-Monitor, der mit Hilfe der PIF-Methode zu eichen ist, verspricht hier mehr Erfolg. Zur besten Bestimmung des momentanen Polarisationsgrades während eines Streuexperimentes bleibt daher im Augenblick nur die bei den vorliegenden Messungen verwendete Methode der kurzen Meßruns, zwischen denen PIF-Kurven zusammen mit den jeweiligen ESR-Kurven aufgenommen werden.

Eine gewisse Erleichterung des experimentellen Vorgehens kann man aus der Abb. 4.3 ablesen. Bei ESR-Spektren, wo die Lage der verbotenen Linien nur schlecht oder garnicht festgelegt werden kann, genügt bereits eine sehr ungenaue Einstellung vom $B_{\text{einstrahl}}$

um Polarisation zu erhalten. Durch Aufnehmen von Kurven der Art in Abb. 3.4 läßt sich dann der optimale Feldwert $B_{\text{einstrahl}}$ finden. So können auch weniger gute Proben (Verunreinigungen, Störstellen) polarisiert werden.

Zusammenfassend kann man sagen, daß das in der vorliegenden Arbeit beschriebene polarisierte Protonentarget wohl geeignet ist, unter Benützung des in Erlangen zur Verfügung stehenden polarisierten Protonen- bzw. Deuteronenstrahls die kernphysikalisch interessanten Größen des Spinkorrelationstensors zu untersuchen.

5. Anhang - LITERATURVERZEICHNIS

- 1) H. Kuiper, J. Diekamp, K. Frank, D. Kröniger, K. Kutschera,
B. Seidler, Nucl. Instr. Meth. 98 (1972) 151
- 2) J. Chauvin, D. Garreta, M. Fruneau, Nucl. Phys. A247 (1975) 335
- 3) N. Berovic, C.J. Clews, P.L. Maugham, P.M. Rolph,
Nucl. Instr. Meth. 113 (1973) 417
- 4) K. Kutschera, H. Kuiper, D. Kröniger, B. Seidler, Nucl. Phys.
A183 (1972) 593
K. Kutschera, H. Kuiper, D. Kröniger, K. Frank, B. Seidler,
Nucl. Phys. A183 (1972) 601
- 5) C.D. Jeffries, Dynamic nuclear orientation (New York, 1963)
- 6) H. Kuiper, Kerntechnik, 16. Jg. (1974) No. 6, 252
- 7) G. Kordas, Diplomarbeit (Erlangen 74)
- 8) H. Obermeyer, Diplomarbeit (Erlangen 75)
- 9) D. Kröniger, Diplomarbeit (Erlangen 70)
- 10) G.K. White, Experimental techniques in low temperature physics,
(Oxford 1959)
- 11) J. Diekamp, Diplomarbeit (Erlangen 72)
- 12) B. Gaissmaier, Diplomarbeit (Erlangen 70)
- 13) K. Kutschera, Dissertation (Erlangen 71)
- 14) H. Kuiper, Jahresbericht des Phys. Inst. Erlangen 75/76
(Erlangen 76)

- 15) H. Stoffels, Zulassungsarbeit (Erlangen 74)
- 16) K. Kutschera, H. Obermeyer, private Mitteilung.
- 17) H. Kuiper, Z. Physik 232 (1970) 325
- 18) H. Kuiper, Z. Physik 269 (1974) 379
- 19) T.E. Gunter, C.D. Jeffries, Phys. Rev. 159 (1967) 290
- 20) J. Butterworth, J. Orchard-Webb, J. Riley, M.R. Wigan, Proc. Phys. soc. 91 (1967) 605
- 21) A. Abragam, M. Borghini, Progress in low temp. Phys. IV. 384 (1964) p. 418
- 22) T.J. Schmutge, C.D. Jeffries, Phys. Rev. Letters 9 (1962) 268
- 23) T.W.P. Brodgen, O.N. Jarvis, J. Orchard-Webb, M.R. Wigan, Proc. 2nd Int. Symp. on Pol. Phenomena of Nucleons, K'ruhe 1965 (Basel 1966) 298
- 24) N. Berovic, C.O. Blyth, C.J. Clews, R.L. Maugham, P.M. Rolph Nucl. Phys. A259 (1976) 1
- 25) T.J. Schmutge, C.D. Jeffries, Phys. Rev. 138, A 1785 (1965)
- 26) H. Dannheim, B. Gaissmaier, D. Kröniger, H. Kuiper, K.H. Kutschera B. Seidler, Z. Physik 241 (1971) 130
- 27) D.S. Wollan, Nucl. Instr. Meth. 119 (1974) 397
- 28) P. Catillon, M. Chapellier, D. Garreta, Nucl. Phys. B2 (1967) 93

Herrn Prof. Dr. J. Christiansen danke ich für die Überlassung der Arbeit innerhalb der Abteilung I des Physikalischen Institutes.

Besonderer Dank gebührt Herrn Prof. Dr. H. Kuiper, der in vielen Diskussionen und durch zahlreiche Anregungen die Arbeit sehr förderte.

Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe "polarisiertes Target", nämlich den Herren cand. phys. M. Eisend, Dipl.-Phys. K. Frank, cand. phys. J. Kollmann, Dr. K.H. Kutschera, Dipl.-Phys. H. Obermeyer, cand. phys. G. Ruhmann und Dipl.-Phys. B. Seidler, danke ich herzlich für ihre tatkräftige Mithilfe bei den langwierigen Tieftemperatur- und Strahlexperimenten. Ohne diese Hilfe wären die Experimente nicht durchführbar gewesen.

Nicht vergessen werden dürfen an dieser Stelle auch die Herren der mechanischen Werkstatt, die viele technische Details lösen halfen.

Das Bundesforschungsministerium sowie die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützen das Gesamtprojekt durch Sach- sowie Personalmittel.

LEBENS LAUF

Dietrich Alfred Kröniger,

geb. : 27. August 1942

in : Nürnberg

Eltern : Zahntechnikermeister Heinrich Kröniger und Ehefrau
Emmy Kröniger, geb. Schellenberger

Familienstand : seit 31.07.1969 verheiratet mit Sigrid Kröniger,
geb. Lengenfelder, 2 Kinder

Schulen : 1948 bis 1952 Volksschule in Nürnberg
1952 bis 1961 Neues Gymnasium Nürnberg

Wehrdienst : 1961 bis 1963, 18-monatiger Grundwehrdienst
Dienstgrad: Lt. d. Res.

Studium : 1963 bis 1970 Studium der Physik an der Universität
Erlangen-Nürnberg

Prüfungen : 15. März 1966 Diplomvorprüfung für Physik
21. Juni 1970 Diplomhauptprüfung für Physik

Stellungen : ab Aug. 1970 wiss. Hilfskraft bis Mai 1971
ab Mai 1971 bis Jan 1976 wiss. Angestellter.

Erlangen, Mai 1976

Copy-Center 2000

852 ERLANGEN · Obere Karlstr. 30
Tel. 09131-26197